

# IL NUOVO CIMENTO

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA  
SOTTO GLI AUSPICI DEL CONSIGLIO NAZIONALE DELLE RICERCHE

VOL. VIII, N. 5

Serie nona

1 Maggio 1951

## Rappresentazione nomografica dell'urto tra due particelle di dimensioni atomiche.

F. MARIANI

*Istituto di Fisica dell'Università - Centro di Fisica nucleare del C. N. R. - Roma*

(ricevuto il 12 Dicembre 1950)

**Riassunto.** — Si descrive un nomogramma che permette di determinare, nel sistema del laboratorio, l'impulso, l'energia e l'angolo di diffusione di due particelle dopo un urto relativistico con una precisione  $< 2\%$ .

Alcune precedenti ricerche sullo scattering di mesoni da parte di nuclei ci hanno indotto ad una rappresentazione nomografica dell'urto tra due particelle, facendo astrazione dalle leggi che ne danno l'interazione.

Descriveremo l'urto imponendo la sola conservazione dell'impulso e dell'energia, in forma relativistica, senza dover ricorrere a formule malagevoli e noiosi calcoli.

Il nomogramma è in grado di rappresentare nel sistema del laboratorio l'urto elastico tra due particelle, nell'ipotesi che una delle due sia, prima dell'urto, in quiete.

Conveniamo di indicare con  $K$  e  $T$ , rispettivamente, il momento e l'energia cinetica della particella incidente; cogli indici 1 e 2 contrassegneremo tutte le quantità riguardanti rispettivamente la particella incidente e quella urtata; inoltre useremo per masse e momenti unità di energia (MeV).

Poniamo:

$m_1$	massa	}	particella incidente
$K$	impulso prima dell'urto		
$T$	energia cinetica prima dell'urto		
$k_1$	impulso dopo l'urto		
$T_1$	energia cinetica dopo l'urto		
$\vartheta_1$	angolo dei vettori $\mathbf{K}$ $\mathbf{k}_1$		
$m_2$	massa	}	particella urtata
$k_2$	impulso dopo l'urto		
$T_2$	energia cinetica dopo l'urto		
$\vartheta_2$	angolo dei vettori $\mathbf{K}$ $\mathbf{k}_2$		

$$\beta = \frac{K}{T + m_1 + m_2}.$$

Le formule su cui è basato il nomogramma sono le seguenti <sup>(1)</sup>:

- (1)  $K = \sqrt{T + 2m_1} \sqrt{T},$
- (2)  $\frac{k_2}{m_2} = \frac{2\beta \cos \vartheta_2}{1 - \beta^2 \cos^2 \vartheta_2},$
- (3)  $\frac{T_2}{m_2} = \frac{2\beta^2 \cos^2 \vartheta_2}{1 - \beta^2 \cos^2 \vartheta_2},$
- (4)  $T_1 = T - T_2, \quad k_1 = \sqrt{T_1 + 2m_1} \sqrt{T_1},$
- (5)  $k_1 \sin \vartheta_1 = k_2 \sin \vartheta_2.$

Esaminiamo ora il nomogramma:

Tutte le scale, contrassegnate da lettere maiuscole sotto l'estremo inferiore, sono logaritmiche, fatta eccezione per  $G$  ed  $H$ .

Le grandezze su di esse rappresentate sono le seguenti:

Su	$A$	la quantità	$T + 2m_1$
»	$B$	»	$T + m_1 + m_2$
»	$C$	»	$\vartheta_2$
»	$D_1, D_2$	»	$\vartheta_1$
»	$E$	»	$K$

(1) J. BLATON: On a geometrical interpretation of energy and momentum conservation in atomic collisions and disintegration processes, in *Danske Videnskabernes Selskab: Mat.-Fys. Meddelelser.*, 24, n. 20 (1950).

»	$F$	»	$T$
»	$G$	»	$k_2/m_2$
»	$H$	»	$T_2/m_2$
»	$I$	»	$\beta$
»	$R$	è riportata una scala decimetrica.	

I dati del nostro problema sono  $T$ ,  $m_1$ ,  $m_2$ ,  $\vartheta_2$ ; ci proponiamo di determinare impulso, energia ed angolo di scattering delle due particelle dopo l'urto.

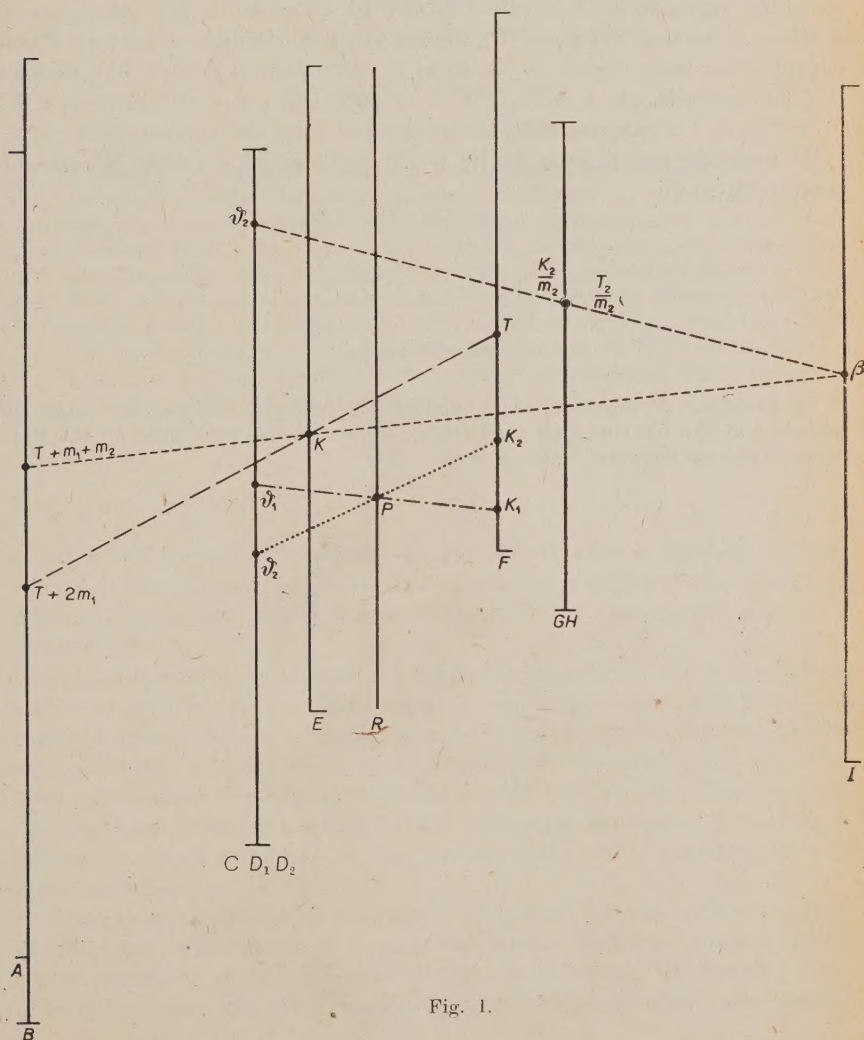


Fig. 1.



L'uso del nomogramma è il seguente:

Letti su  $A$  il valore di  $T + 2m_1$  e su  $F$  il valore  $T$ , allineando, si determina su  $E$  il valore di  $K$ . Allineando tale valore con quello di  $T + m_1 + m_2$  letto su  $B$ , si legge su  $I$  il valore di  $\beta$ .

Un ulteriore allineamento tra il  $\beta$  e il  $\vartheta_2$  letto su  $C$  permette la lettura su  $G$  ed  $H$  dei valori  $k_2/m_2$  e  $T_2/m_2$  da cui si risale facilmente a  $k_2$  e  $T_2$ .

Usando il nomogramma nel modo descritto e la prima delle (4), si ottengono poi  $k_1$  e  $T_1$ .

Infine, leggendo su  $F$  il valore di  $k_2$  e su  $D_1$  quello di  $\vartheta_2$  e allineando, si interseca la retta  $R$  nel punto  $P$ ; allineando poi il valore di  $k_1$  letto su  $F$  con il punto  $P$  si legge l'angolo  $\vartheta_1$  su  $D_1$  se  $\vartheta_1 \leq 90^\circ$  e su  $D_2$  se  $\vartheta_1 > 90^\circ$ , essendo  $\vartheta_1 \leq 90^\circ$  a seconda che  $k_2 \cos \vartheta_2 \leq K$  e, in particolare,  $\vartheta_1 < 90^\circ$  finchè  $k_2 < K$ .

In figura 1 è rappresentato simbolicamente l'uso del nomogramma.

Il nomogramma, in scala adatta per le applicazioni, è inserito alla fine del presente fascicolo.

---

#### SUMMARY

A nomogram is described which enables the momenta, energies and angles of scattering of two particles after a relativistic collision to be determined for the laboratory frame of reference, with an error  $\leq 2\%$ .

## Sulla distribuzione d'intensità del campo ultrasonoro nei liquidi.

E. GROSSETTI

*Istituto di Fisica dell'Università - Napoli*

(ricevuto il 15 Gennaio 1951)

**Riassunto.** — In questo lavoro viene determinata sperimentalmente la distribuzione della intensità di un fascio ultrasonoro ( $\nu = 1,8$  MHz) in direzione normale a quella di propagazione, e ciò in acqua, in soluzioni colloidali di Ag e S ed in miscele di liquidi. Tenuto conto delle variazioni dipendenti dalla variazione di  $\lambda$  per i liquidi impiegati risulta che il fascio ultrasonoro si conserva immutato nelle soluzioni colloidali, ma invece presenta un allargamento nelle miscele di liquidi; questo fatto può interpretarsi come dipendente da un processo di diffusione degli ultrasuoni in questi liquidi. Ricerche ulteriori con frequenze più elevate potranno confermare questi risultati.

La distribuzione dell'intensità del campo ultrasonoro prodotto da una lamina di quarzo immersa in un liquido è stata prevista teoricamente ed i risultati fondamentali ottenuti sono stati confermati dall'esperienza in modo soddisfacente.

Tale distribuzione è funzione del rapporto  $D/\lambda$  dove  $D$  è il diametro della lastrina di quarzo supposta circolare (o la minor dimensione nel caso di una lamina rettangolare) e  $\lambda$  è la lunghezza dell'onda ultrasonora emessa. Quando il rapporto  $D/\lambda$  aumenta si ha che la intensità dei lobi laterali nella distribuzione dell'intensità, e l'angolo che fanno fra di loro i loro assi diminuisce; nel caso che questo rapporto acquisti valori dell'ordine 20, 50, 80, il fascio degli ultrasuoni è tanto delimitato da avere praticamente quasi l'andamento di un fascio luminoso.

Nelle ricerche che qui si riportano il rapporto  $D/\lambda$  vale all'incirca 20 (è variabile ma limitatamente a seconda del liquido adoperato perchè varia  $\lambda$ ) e si è proceduto alla distribuzione d'intensità nel fascio ultrasonoro in una direzione normale alla sua direzione di propagazione, e quindi parallela alla

faccia oscillante del quarzo. La determinazione è stata fatta con il seguente dispositivo sperimentale (fig. 1).

La sorgente  $S$  illumina una fenditura verticale  $F$  alta 4 mm e larga 0,2 mm.

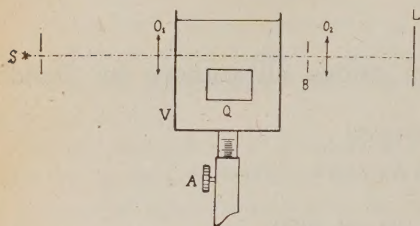


Fig. 1.

Il fascio luminoso parallelo proveniente da  $F$  e passante per la lente  $O_1$  attraverso una vaschetta  $V$  mobile in direzione verticale; e cade dopo il passaggio attraverso la vaschetta su di una lente  $O_2$ ; quindi nel piano focale di  $O_2$ , dove è la lastra  $L$ , si ha l'immagine verticale della fenditura  $F$ . Se il fascio luminoso attraversa la vaschetta in una zona dove vi sono ultrasuoni,

l'immagine di  $F$  sulla lastra  $L$  sarà accompagnata da spettri di diffrazione la cui intensità dipende con legge nota dalla intensità del fascio ultrasonoro della vaschetta. Ora per delimitare quanto più è possibile strati sottili di liquido nella vaschetta, prima dell'obiettivo  $O_2$  è posta una fenditura orizzontale  $B$  larga 1 mm. In fig. 1 è riportato in iscala (tranne le distanze  $O_1F$  e  $O_2L$ ) il dispo-

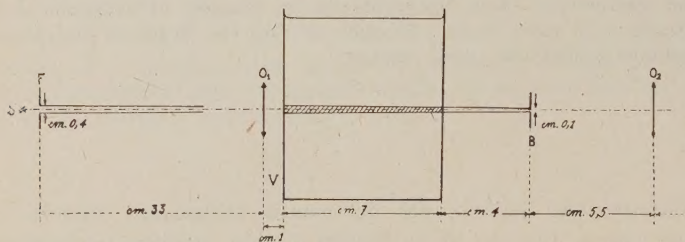


Fig. 2.

sitivo, in modo da poter individuare la zona di liquido attraversata dagli ultrasuoni; si trova così che nelle nostre condizioni lo spessore di liquido che contribuisce all'immagine non supera i 3 mm. Una vite  $A$  (fig. 1) permette di spostare ed in modo misurabile (nelle nostre misure di mm in mm) la vaschetta  $V$  e quindi di esplorare il liquido dalle zone in cui non si hanno ultrasuoni fino alla zona centrale del fascio (o anche oltre).

Si è iniziata la misura della distribuzione d'intensità ponendo al posto del reticolo ultrasonoro un pettine con denti della stessa larghezza dei tratti liberi (2 mm) pettine che evidentemente è un reticolo che ha bordo inferiore molto netto, e che quindi deve dar luogo alla comparsa discontinua (o quasi discontinua) delle frange di diffrazione mediante lo spostamento del reticolo in alto (o in basso) rispetto alla fenditura  $B$ . La fig. 3 dimostra che con lo



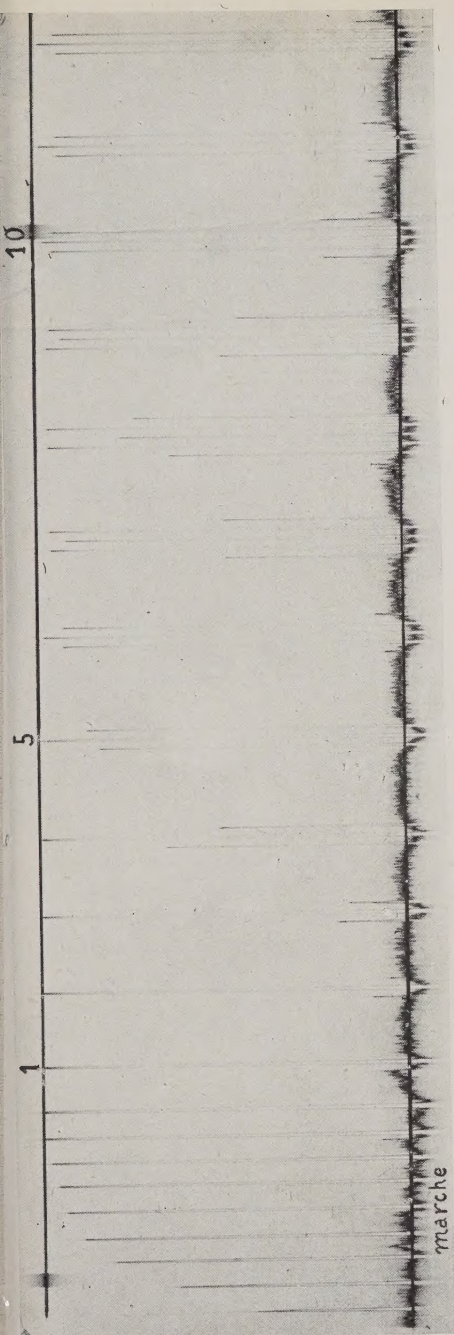
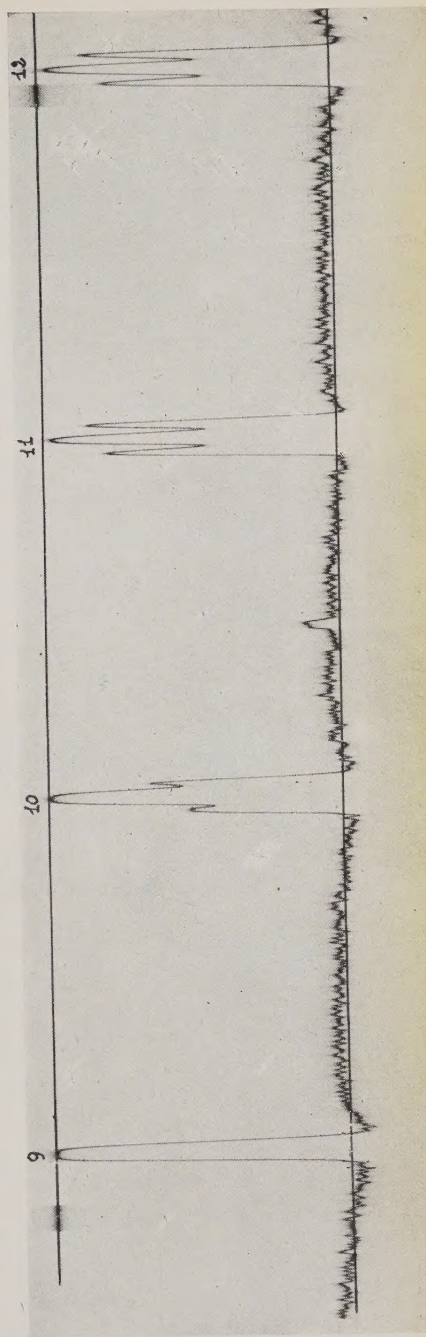


Fig. 3.





Digitized by the Internet Archive  
in 2024



spostamento di 2 mm di tale reticolo (cioè passando dalla posizione 9 alla posizione 11) si ha la comparsa dello spettro, che in questo caso è limitato alle righe del primo ordine.

Il quarzo adoperato per la produzione degli ultrasuoni veniva eccitato con un oscillatore tipo Hartley con triodo a tensione anodica di 1,2 kV; la corrente anodica è di circa 50 mA. Si operava con vaschetta a facce piane e parallele di 17 cm di lunghezza, larghezza 8 cm, altezza 9 cm. Le dimensioni del quarzo erano di 15×25 mm. Sulla parete opposta del quarzo era disposta una lamina di Cu ondulata con spigoli vivi distanti fra di loro 0,5 cm in modo da realizzare nella vaschetta onde progressive, e si è potuto accertare che effettivamente si avevano in tali condizioni onde progressive perchè, come si dirà in seguito, dalle misure d'intensità si è ottenuto che la distribuzione d'intensità fra le righe degli spettri di diffrazione è appunto quella che compete a tali onde.

Il fascio luminoso attraversava la vaschetta a 2 cm dal quarzo; la frequenza usata è di 1,8 MHz. Sulla lastra venivano riprese anche le marche d'intensità, ottenute facendo variare, con una legge nota, il diametro del fascio luminoso che contribuisce all'immagine, in tal modo secondo il solito metodo di Utrecht si poteva passare dagli annerimenti alle intensità. La microfotometria di una delle fotografie ottenute è riportata in fig. 4. Come vedesi con la potenza usata si ottengono spettri di diffrazione fino a righe del 2° ordine. Determinando sperimentalmente i rapporti fra l'intensità  $J_0$ ,  $J_1$ ,  $J_2$  ... delle varie righe è possibile stabilire dalla conoscenza di questi valori se le onde sono effettivamente stazionarie o progressive; infatti tali rapporti sono teoricamente conosciuti in base alla teoria di Raman in funzione della quantità  $v = 2\pi L\mu/\lambda$ , dove  $\lambda$  è la lunghezza d'onda ultrasonora,  $L$  lo spessore di liquido attraversato dal fascio luminoso e  $\mu = \Delta n_0$  la massima variazione dell'indice di rifrazione per effetto della variazione di pressione. I valori sperimentali  $J_1/J_0$ ,  $J_2/J_0$ , ... permettono di ricavare in base alle curve della teoria di Raman i valori di  $v$  che per una figura di diffrazione ottenuta con una certa intensità del fascio ultrasonoro devono risultare uguali. I risultati da noi ottenuti soddisfano abbastanza bene a tale condizione, tenuto conto delle difficoltà sperimentali. Infatti come si ricava dalla tabella I relativa all'acqua per un certo valore dell'intensità si hanno i tre valori di  $v$  1,50; 1,70; 1,50 e per un altro

TABELLA I.

$J_1/J_0$	$v$	$J_1/J_2$	$v$	$J_0/J_2$	$v$
1,25	1,52	3,0	1,70	2,50	1,50
2,0	1,70	2,2	1,96	1,07	1,80

valore 1,70; 1,90; 1,80. Valori analoghi si sono avuti nelle numerose misure eseguite.

Si può dunque in tal modo determinare il valore di  $v$  relativamente alle varie posizioni del fascio ultrasonoro rispetto alla fenditura  $B$  e, poichè per  $\lambda$ ,  $L$  costante,  $v$  è proporzionale a  $\Delta n_0$  si può determinare l'intensità del fascio ultrasonoro. Riportando in ascisse le varie posizioni della vaschetta ed in or-

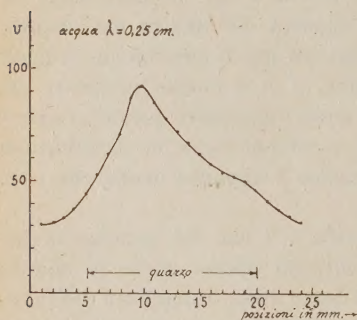


Fig. 5.

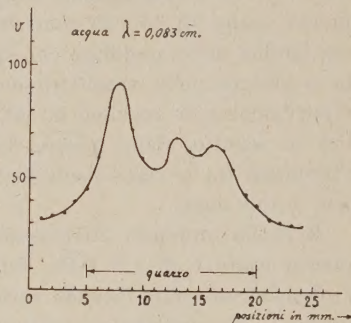


Fig. 6.

dinate quantità proporzionali a  $v$ , si può ottenere la distribuzione d'intensità cercata.

Tale analisi, com'è ben noto è già stata attuata con metodi ottici, e cioè mediante l'occultamento della riga d'ordine zero (o di tale riga o di quella di ordine 1, e così via...), però ottenute le fotografie del fascio ultrasonoro che è stato così visualizzato non è stata mai compiuta un'analisi accurata della distribuzione dell'intensità del fascio così visualizzato dalla parte centrale fino ai bordi del suddetto fascio.

Per poter fare il confronto di tale distribuzione in liquidi diversi bisogna però tener presente che la distribuzione varia al variare di  $D/\lambda$  e quindi di  $\lambda$ . Si è quindi prima di ogni altro studiato la distribuzione per l'acqua,

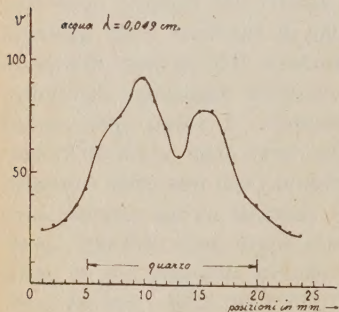


Fig. 7.

relativamente a tre lunghezze d'onda diverse, e precisamente le seguenti:  $\lambda = 0,25$  cm; 0,08 cm; 0,05 cm. Nelle fig. 5, 6 e 7 sono riportati i risultati; è anche segnata la posizione della lamina rispetto alla graduazione della vite  $A$  (fig. 1).

In primo luogo è da osservare che, com'era già noto, l'emissione del quarzo non è uniforme: vi sono zone della superficie che emettono molto più

intensamente di altre e questo comportamento si conserva anche nelle frequenze multiple della fondamentale. È da notare che in questo caso le armature sono depositi di Ag ottenuti per via chimica. Bisogna notare che questa anomalia nella distribuzione dell'intensità del nostro quarzo è visibile anche, ma meno nettamente, con il metodo fotografico.

Le curve delle fig. 5, 6 e 7 così ottenute sono molto utili al nostro scopo perchè interpolando si può ricavare la distribuzione per gli ultrasuoni nel-

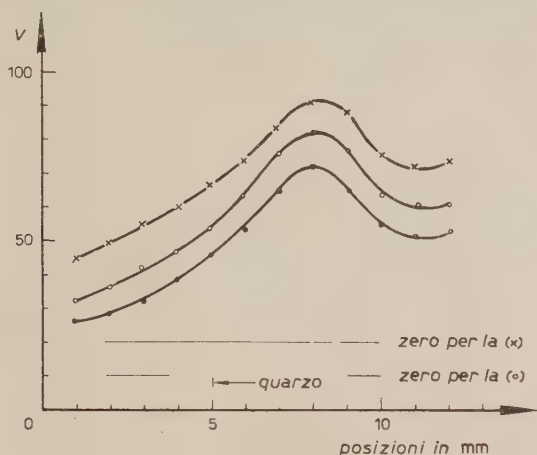


Fig. 8. — ● acqua ○ sol. di Ag colloidale × Sol. di S colloidale

l'acqua e negli altri liquidi per qualsiasi lunghezza d'onda, purchè sia compresa fra i due limiti  $\lambda = 0,25$  cm e  $\lambda = 0,05$  cm.

Ora lo scopo principale della ricerca era il seguente: è stato accennato da alcuni autori alla possibilità di un processo di diffusione degli ultrasuoni da parte dei liquidi, in modo analogo a quanto si verifica nel caso della luce. Se questo processo di diffusione effettivamente esiste ed è notevole, è da prevedere che, come nel caso luminoso soluzioni molto diffondenti per la presenza di particelle colloidali presentano un allargamento del fascio, così analogamente per gli ultrasuoni in liquidi che diffondono in modo notevole queste onde elastiche debba riscontrarsi una variazione nella legge di distribuzione dell'intensità rispetto ad un liquido *ultracusticamente vuoto*. Evidentemente i granuli che producono questa diffusione devono essere nel caso ultracustico di un ordine di grandezza proporzionale al rapporto fra lunghezza d'onda luminosa e lunghezza d'onda ultracustica; ora le  $\lambda$  che intervengono nel caso luminoso sono dell'ordine di  $10^{-5}$  cm e la diffusione molecolare dipende da particelle di dimensioni dell'ordine di  $10^{-8}$  cm: poichè nel caso acustico si hanno



$\lambda$  dell'ordine di  $10^{-1}$  cm, le discontinuità che producono la diffusione devono essere quindi almeno dell'ordine di  $10^{-4}$  cm.

Procedendo nelle misure sperimentali, dopo l'acqua sono state analizzate soluzioni colloidali e precisamente soluzioni di Ag ottenute con il metodo Bredig di concentrazione 0,037 ‰ e soluzione di S colloidale ottenuta da soluzione di iposolfito al 4 ‰ con aggiunta di 50 cm<sup>3</sup> di una soluzione di H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> in acqua al 3,7 ‰. Le dimensioni dei granuli erano dell'ordine del micron e cioè  $10^{-4}$  cm. I risultati ottenuti sono riportati in fig. 8. Da essa risulta che nell'ambito dell'errore sperimentale il comportamento di queste soluzioni è

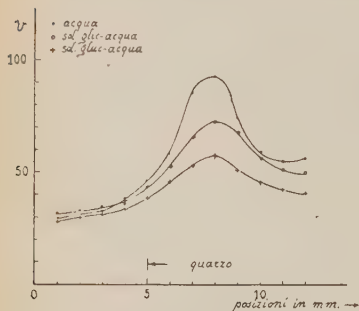


Fig. 9.

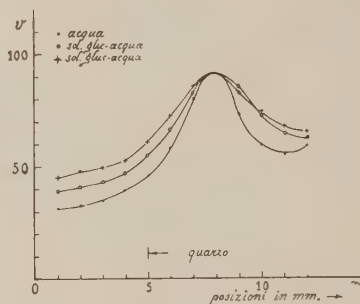


Fig. 10.

assolutamente identico a quello dell'acqua. Stabilito questo fatto, il quale dimostra come nel caso che i granuli sono completamente distinti dal liquido non v'è un effetto notevole di diffusione, siamo passati allo studio di miscele di liquidi e cioè acqua e glicerina (con  $\eta = 0,03$ ) e poi di soluzioni di zucchero caramellato di notevole viscosità ( $\eta = 0,09$ ). Naturalmente per la diversità di lunghezza d'onda bisogna riportare la curva di distribuzione ottenuta in questi a quella dell'acqua mediante interpolazione facendo uso delle curve delle fig. 5, 6 e 7. I risultati che si ottengono, riportando dalle microfotometrie le distribuzioni d'intensità e poi correggendo mediante interpolazione le varie distribuzioni per effetto della variazione di lunghezza d'onda, sono riportati in fig. 9. In questa le intensità sono in scala arbitraria.

Finalmente in fig. 10 queste intensità sono riportate in modo che il massimo abbia per tutte e tre le serie di misure lo stesso valore. Risulta dalla visione della figura che il fascio ultrasonoro si allarga man mano che si passa dall'acqua alla soluzione di glicerina ed alla soluzione di glucosio: questo fatto sta a dimostrare che può parlarsi, almeno per certi liquidi, di un processo di diffusione degli ultrasuoni che dovrebbe essere analogo a quanto si verifica nel caso luminoso. Ricerche ulteriori con altri liquidi e con altre  $\lambda$  dovranno confermare questi risultati.

## SUMMARY

This paper deals with the experimental determination of the intensity distribution of an ultrasonic beam ( $\nu = 1,8$  MHz) perpendicularly to the propagation direction in water, in colloidal solutions of Ag and S, and in liquid mixtures. Accounting for the variation of  $\lambda$  for the employed liquids, it results that the ultrasonic beam remains unaltered in colloidal solutions, but broadens instead in liquid mixtures. This may be interpreted as a consequence of a diffusion of ultrasonic waves in these liquids. Further experiments at higher frequencies may confirm these results.

## Misure di conducibilità in alta frequenza con soluzioni dotate di notevole viscosità.

A. CARRELLI e L. RESCIGNO

*Istituto di Fisica dell'Università - Napoli*

(ricevuto il 19 febbraio 1951)

**Riassunto.** — Sono state compiute misure di conducibilità in alta frequenza ( $\omega = 4,39 \cdot 10^7$ ) con soluzioni di KCl in liquidi notevolmente viscosi. Con il metodo attuato, determinazione del massimo della corrente di risonanza, non è stata trovata una grande diversità nella conducibilità di queste soluzioni per il passaggio dalle basse alle alte frequenze, diversità trovata da altri autori.

---

La teoria degli elettroliti di Debye basata sulla considerazione della azione elettrostatica fra i vari ioni porta al concetto della formazione di un'atmosfera ionica, che per formarsi richiede un certo tempo caratteristico per ogni soluzione; in conseguenza della presenza di questo *tempo di rilassamento* si hanno manifestazioni particolari, le quali sono state poste in evidenza sperimentalmente da vari autori. Un punto fondamentale di tutte queste considerazioni consiste nell'ammettere che il coefficiente di viscosità  $\eta$ , che compare nelle formule che si riferiscono alle equazioni di moto degli ioni (coefficiente  $\eta$  microscopico) sia lo stesso di quello che si ottiene dalle misure di viscosità col tubo di Poiseuille o con metodi equivalenti. Evidentemente una verifica sperimentale diretta dalla uguaglianza dei due valori di  $\eta$  non può farsi, perchè nella formula della conduttività  $\Lambda$  compaiono nella mobilità dell'ione, grandezza che può ottenersi sperimentalmente, sia la viscosità  $\eta$  sia il raggio  $r_0$  dell'ione, quantità questa evidentemente incognita o almeno solo approssimativamente nota; in tale campo può solo dimostrarsi sperimentalmente, com'è ben noto, che il prodotto della conducibilità  $\Lambda$  per la viscosità  $\eta$  e cioè  $\Lambda\eta$  è una costante per uno stesso elettrolito in solventi diversi. Anche quando, lasciando il campo delle basse frequenze, si passa a frequenze molto elevate dell'ordine



dei MHz non è stato possibile finora stabilire se lo stesso coefficiente  $\eta$  macroscopico compare nelle manifestazioni riguardanti l'atmosfera ionica.

Ora nel campo delle misure di conducibilità ad alta frequenza, è stato trovato da alcuni Autori <sup>(1)</sup> che hanno sperimentato con soluzioni di elettroliti in miscugli di acqua e glicerina, una resistenza elettrica molto maggiore di quella a bassa frequenza; tale importante risultato sperimentale è stato interpretato come atto a dimostrare che nel caso nel quale l'ione sia costretto a compiere un moto armonico di altissima frequenza il coefficiente di viscosità  $\eta$  del liquido nel quale si muove l'ione, è diverso da quello corrispondente a moti di più bassa frequenza. È evidente che tale punto, e cioè una diversità notevole della conducibilità  $\Delta$  per effetto di un aumento di frequenza, presenta notevole interesse, ed è quindi opportuno una ricerca che possa confermare tale risultato.

Noi abbiamo fatto misure in tal senso, con il seguente metodo: è stato adoperato lo stesso circuito descritto nelle due note precedenti; già da misure di orientamento è risultato che per soluzioni di KCl in glicerina e acqua con viscosità dell'ordine  $\eta = 3,6 \cdot 10^{-2}$  non si verifica l'effetto vistoso annunciato da altri autori. Per ottenere valori sicuri per la conducibilità delle soluzioni impiegate si è evitato con ogni cura di apportare le più piccole modifiche al circuito, lasciando cioè la lunghezza e la posizione dei fili conduttori e di tutti gli elementi elettrici che potrebbero portare ad un'alterazione anche piccola del circuito, costanti in tutto il ciclo di misure. Un circuito di controllo verificava la costanza della potenza impiegata. Il circuito oscillante propriamente detto, dove veniva posta la resistenza elettrolitica da misurare, è stato tarato usando soluzioni di KCl di conducibilità nota (e cioè determinate al ponte di Kohlrausch). Si riporta in fig. 1 una delle curve che sono state ottenute ponendo sull'asse delle ascisse i valori delle resistenze della soluzione di KCl in acqua misurate al ponte di Kohlrausch, cioè per  $\omega = 2,51 \cdot 10^3$  e sulle ordinate le intensità di corrente che si ottengono nel circuito oscillante nel massimo di risonanza (vedi nota I e II).

L'elettrolito KCl è stato quindi disciolto in liquidi viscosi e le resistenze delle soluzioni venivano determinate al ponte di Kohlrausch; le soluzioni erano

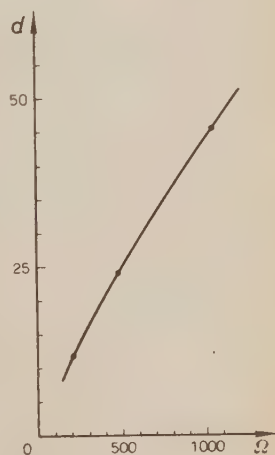


Fig. 1.

<sup>(1)</sup> H. FALKENHAGEN: *Erg. der ext. Naturw.*, 14, 130; H. GAERTNER: *Phys. Zeits.*, 32, 919 (1931).

quindi poste nel circuito ad alta frequenza ( $\omega = 3,49 \cdot 10^7$ ) e veniva notata la corrispondente intensità di corrente. Nota l'intensità della corrente nelle condizioni di risonanza si può dalla curva di taratura ricavare il valore di  $\mathcal{R}_\omega$ , e cioè della resistenza relativa alle soluzioni per  $\omega = 4,39 \cdot 10^7$  e si è quindi nelle condizioni di stabilire il confronto fra questo valore ed il valore  $\mathcal{R}_0$  ricavato per  $\omega = 2,51 \cdot 10^3$ . Sono state studiate soluzioni di KCl in acqua e glicerina, e poi soluzioni acquose nei seguenti liquidi: Igepal C, Etilpoliglicolo, Dispergal O. Sono state scelte queste speciali sostanze perchè esse sono tutte formate da molecole molto allungate, e di lunghezza diversa. L'etilpoliglicolo è essenzialmente costituito da una struttura del tipo  $\text{HO}-\text{CH}_2-\text{CH}_2-\text{O}-\text{CH}_2-\text{CH}_2-\text{O}-\text{CH}_2 \dots$ , l'igepal C è del tipo  $\text{CH}_3-(\text{CH}_2)_{11}-(\text{C}_6\text{H}_4-\text{O}-(\text{CH}_2-\text{CH}_2-\text{O}))_{11}-\text{CH}_2-(\text{H}_2-\text{OH})$ , ed analogamente l'altra sostanza è un prodotto di condensazione di alcool stearico con polietilenglicole. Come vedesi, si opera in tali condizioni con molecole molto allungate e quindi è più accentuata la condizione che si verifica con le soluzioni di KCl acquose in glicerina. Nelle soluzioni impiegate la viscosità determinata con viscosimetro di Ostwald è compresa fra  $1,5 \cdot 10^{-2}$  ed  $1,9 \cdot 10^{-1}$ . La quantità di sale disciolta è sempre dell'ordine di grandezza  $10^{-3}$  mole/litro; le quantità di acqua che sono state disciolte insieme al sale nella glicerina e nelle altre sostanze sono dell'ordine di 1-0,1 mole/litro e quindi, tenuto conto del fatto che in un litro di acqua si hanno 55,5 mole/litro, gli ioni in queste soluzioni si trovano in un ambiente che ha circa un centesimo di molecole d'acqua di quelle che si riscontrano nelle soluzioni in pura acqua.

Nella tabella che segue sono riportati i valori di  $\eta$  per le varie soluzioni, come anche i valori corrispondenti di  $(\mathcal{R}_\omega - \mathcal{R}_0)/\mathcal{R}_0$ . Si ha al massimo rispetto dall'acqua ( $\eta = 9,9 \cdot 10^{-3}$ ) un aumento della viscosità di 21,1 volte; dalla tabella le variazioni percentuali di resistenza non superano il 7% e quindi, almeno nelle nostre condizioni, non si ha un effetto vistoso di variazione di resistenza per il passaggio da solvente acqua a soluzioni costituite da liquidi notevolmente più viscosi.

TABELLA I.

SOLVENTE	$\eta$	$(\mathcal{R}_\omega - \mathcal{R}_0)/\mathcal{R}_0$
Glicerina - acqua . . . . .	$1,9 \cdot 10^{-1}$	+ 7,0 %
Igepal C . . . . .	$1,4 \cdot 10^{-1}$	+ 5,4 %
Etilpoliglicolo . . . . .	$5,4 \cdot 10^{-2}$	+ 6,3 %
Glicerina - acqua . . . . .	$3,6 \cdot 10^{-2}$	+ 2,0 %
Dispergal O . . . . .	$1,5 \cdot 10^{-2}$	+ 3,3 %

## S U M M A R Y

Measures of conductivity at high frequencies ( $\omega = 4,39 \cdot 10^7$ ) have been made with KCl solutions in liquids of considerable viscosity. By the method employed, that is determinations of the maximum resonance current, no conspicuous difference of conductivity of these solutions was ascertained for the transition from low to high frequencies, as instead found by other authors.



## Sparpagliamento angolare degli sciami sotto materiale pesante (\*).

S. FRANCHETTI e M. GIOVANNOZZI

*Istituto di Fisica dell'Università - Firenze*

(ricevuto il 21 Febbraio 1951)

**Riassunto.** — Si cerca di estendere la teoria dello sparpagliamento angolare degli sciami — almeno sotto particolari condizioni semplificatrici — per includervi il caso di sciami generati in materiale pesante. A questo scopo si considera specialmente il diverso assorbimento che subiscono gli elettroni a seconda dell'angolo formato con l'asse dello sciaime. Sono date le ripartizioni angolare ed energetica degli elettroni sotto piombo.

In questi ultimi anni la teoria degli sciami è stata perfezionata da vari autori per tener conto dello sparpagliamento laterale (<sup>1</sup>). Queste teorie sono state per lo più applicate ai grandi sciami in aria, mentre un loro controllo sulle fotografie di sciami prese in camera di Wilson con setti di materiale pesante, che sarebbe molto naturale, è reso molto difficile dal fatto che la teoria è esatta solo per angoli di sparpagliamento piccoli. Abbiamo tentato di completare la teoria, sia pure in modo piuttosto empirico, così da poterla applicare anche al caso degli sciami ordinari, sotto materiale pesante, con sparpagliamento laterale (angolare) forte.

Precisamente, abbiamo fatto — per cominciare — le seguenti ammissioni:

- 1) l'asse dello sciaime è approssimativamente perpendicolare allo strato (supposto piano) di materiale;
- 2) si è in vicinanza del massimo dello sciaime;
- 3) gli strati superiori del materiale non contribuiscono *direttamente* elettroni rivelabili al di sotto dello strato.

(\*) Comunicazione al Congresso della Società Italiana di Fisica (Bologna, 16 Settembre 1950).

(<sup>1</sup>) In particolare si possono ricordare: A. BORSELLINO: *Nuovo Cimento*, **6**, 543 (1949); **7**, 323 (1950); G. MOLIÈRE: *Zeits. f. Phys.*, **125**, 250 (1949); J. ROBERG e L. W. NORDHEIM: *Phys. Rev.*, **75**, 444 (1949).

Abbiamo inoltre fatto l'ipotesi — che è forse la più importante — che, per estendere la teoria agli angoli non piccoli la circostanza essenziale da introdurre fosse il maggiore assorbimento degli elettroni « obliqui » dovuto al maggior percorso, circostanza che chiameremo brevemente, per intenderci, assorbimento laterale.

Il problema, naturalmente, è ancora molto complesso e abbiamo dovuto semplificarlo drasticamente.

Precisamente, osservando che gli angoli forti si presentano soltanto quando l'energia dell'elettrone è piccola, cioè praticamente quando l'elettrone non moltiplica più, abbiamo fatto la seguente schematizzazione:

Un elettrone con deviazione  $\theta$  grande dall'asse dello sciame, si stacca con questo angolo dall'asse stesso, a un certo punto, e di lì prosegue senza più moltiplicarsi <sup>(2)</sup> e conservando — in media — la sua direzione fino all'eventuale uscita dal materiale.

Dalle ipotesi segue che la distribuzione angolare (come quella energetica), è indipendente dall'energia del primario ossia dev'essere approssimativamente costante. Per un controllo, abbiamo scelto un certo numero di fotografie (col solo criterio della chiarezza) e abbiamo determinato lo scarto quadratico medio. I risultati sono contenuti nella tabella seguente, dove nell'ultima colonna sono riportate le medie quadratiche degli angoli « proiettati »:

Riferimento	Spessore Pb	N. particelle	Scarto quadratico
( <sup>3</sup> ) p. 108	3 cm	14	31,9°
» p. 118	0,63 »	5	29,7°
» fig. 55a	0,50 »	9	28,4°
( <sup>4</sup> ) fig. 4B	1,30 »	8	26,1°
» »	» »	9	27,8°
» fig. 2	» »	5	14,7° (*)
( <sup>5</sup> )	3 »	20	29,5°
( <sup>6</sup> )	1,30 »	22	27,2°

Con la sola eccezione dello sciame segnato con un asterisco, si vede che lo scarto quadratico è effettivamente press'a poco costante.

(<sup>2</sup>) Questo è anche appoggiato dal fatto che nel caso contrario non si avrebbe la collimazione delle tracce quale la si osserva sulle fotografie.

(<sup>3</sup>) W. GENTNER, H. MAIER-LEIBNITZ e W. BOTHE: *Atlas typischer Nebelkammer-bilder* (Berlino, 1940).

(<sup>4</sup>) J. C. STREET e E. C. STEVENSON: *Phys. Rev.*, **48**, 464 (1935).

(<sup>5</sup>) E. C. STEVENSON e J. C. STREET: *Phys. Rev.*, **49**, 426 (1936).

(<sup>6</sup>) M. A. STARR: *Phys. Rev.*, **53**, 11 (1938).

Per elaborare le ipotesi poste, occorre introdurre la distribuzione angolare degli elettroni di una data energia, che indicheremo per il momento con  $f(\varepsilon, \theta)$  ( $\varepsilon$  energia in unità di energia critica).

Per dedurre, ad esempio, lo spettro angolare degli elettroni sotto il materiale pesante si farà così. Un elettrone che esce dal piombo con un'energia  $\varepsilon$  e sotto l'angolo  $\theta$  può essere stato prodotto a un'altezza qualsiasi  $l$  (in unità di radiazione) nello strato emettitore, fra 0 e lo spessore dello strato (che nel calcolo sarà sostituito con l' $\infty$ ). Però la probabilità che sia stato generato fra  $l$  e  $l + dl$  è una funzione rapidamente decrescente di  $l$  che in vicinanza al massimo dello sciame è data <sup>(7)</sup> da  $\exp[-l]dl$ . Se all'uscita dal materiale l'elettrone ha l'energia  $\varepsilon$ , nel punto dove si è staccato dall'asse dello sciame doveva avere l'energia  $\varepsilon + l/\cos \theta$ . Perciò il contributo all'intervallo  $\theta, \theta + d\theta$  dovuto a elettroni con energia d'uscita  $\varepsilon$  e altezza di produzione  $l$  sarà della forma:

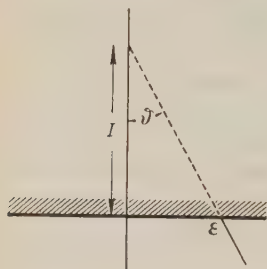


Fig. 1.

$$\exp[-l]dl f\left(\varepsilon + \frac{l}{\cos \theta}, \theta\right) d\varepsilon d\theta,$$

e per avere lo spettro angolare  $R(\theta)$  si dovrà integrare questa espressione in  $d\varepsilon$  e  $dl$  fra 0 e i limiti superiori (praticamente  $\infty$ ):

$$R(\theta) = \int_0^{\infty} \exp[-l] dl \int_0^{\infty} f\left(\varepsilon + \frac{l}{\cos \theta}, \theta\right) d\varepsilon = \int_0^{\infty} \exp[-l] dl \int_{l/\cos \theta}^{\infty} f(\varepsilon', \theta) d\varepsilon'.$$

Analogamente per lo spettro d'energia si avrà:

$$S(\varepsilon) = \int_0^{\infty} \exp[-l] dl \int_0^{\pi/2} f\left(\varepsilon + \frac{l}{\cos \theta}, \theta\right) d\theta.$$

Per la distribuzione  $f(\varepsilon, \theta)$ , una forma correntemente usata è la forma-gaussiana

$$(1) \quad f(\varepsilon, \theta) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} f(\varepsilon) \frac{1}{\Theta(\varepsilon)} \exp\left[-\frac{\theta^2}{2\Theta^2(\varepsilon)}\right],$$

dove  $\Theta(\varepsilon)$  è lo scarto quadratico medio, dato per esempio da ROBERG e NORDHEIM <sup>(8)</sup>.

<sup>(7)</sup> G. MOLIÈRE: loc. cit., nota <sup>(1)</sup>.

<sup>(8)</sup> J. ROBERG e L. W. NORDHEIM: loc. cit., nota <sup>(1)</sup>. Abbiamo adoperato questi dati perchè erano i più completi quando abbiamo preso a considerare il problema.



Portando questa formula nelle espressioni per  $R(\theta)$  e  $S(\varepsilon)$  si possono ottenere senza difficoltà le rispettive funzioni. (Occorre soltanto qualche accorgimento e l'uso di formule asintotiche per  $\varepsilon \rightarrow 0$  <sup>(9)</sup> e per  $\varepsilon \rightarrow \infty$  e per il calcolo di  $R(\theta)$  nelle vicinanze di  $\theta = 0$ , dove  $R$  tende all' $\infty$ ). La ripartizione  $R(\theta)$  così ottenuta dovrebbe essere quella degli angoli « veri » che le traiettorie degli elettroni formano con l'asse dello sciame e per passare a quella degli angoli « proiettati » (che è quella che si ricava direttamente dalle fotografie) occorrerebbe un procedimento d'integrazione piuttosto laborioso. Dato il carattere approssimativo del calcolo, abbiamo invece lavorato fin dal principio sugli angoli proiettati, introducendo al posto di  $\theta$  il corrispondente valore (che è  $\sqrt{2}$  volte più piccolo) e ottenendo così un'espressione (relativamente giustificabile) per la ripartizione di questi angoli. Procedendo come sopra, si ottiene una  $R(\theta)$  che abbiamo confrontato direttamente con la ripartizione degli angoli proiettati quale risulta dall'esperienza. In questa maniera si tende ad attenuare l'effetto dell'assorbimento laterale, <sup>ma</sup> siccome un'attenuazione ha pure luogo tutte le volte che l'asse dello sciame non è esattamente perpendicolare allo strato di materiale, si può contare su un accordo sperimentale almeno qualitativo. È infatti ciò che si trova.

Le curve in fig. 2 danno lo spettro angolare  $R(\theta)$  ottenuto col procedimento detto e lo spettro « non corretto », ottenuto integrando in  $d\varepsilon$  l'espressione (1) <sup>(10)</sup>. I dati sperimentali sono stati ottenuti dalla misurazione delle fotografie già citate. L'eccesso che si nota su i grandi angoli, si può forse attribuire all'effetto già ricordato della non perpendicolarità degli sciami. Comunque, dallo spettro « non corretto » si calcola uno scarto quadratico di  $39,2^\circ$ , mentre da quello « corretto » risulta il valore  $26,9^\circ$ . Lo scarto quadratico trovato è circa  $28^\circ$ .

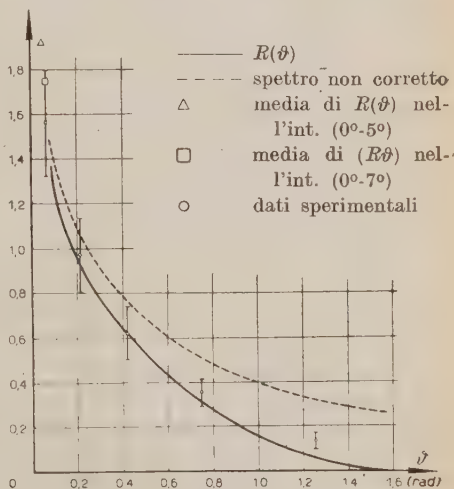


Fig. 2.

<sup>(9)</sup> Per  $\varepsilon \rightarrow 0$  abbiamo adoperato le formule di H. J. BHABHA e S. K. CHAKRABARTY: *Phys. Rev.*, **74**, 1352 (1948).

<sup>(10)</sup> Normalizzato per l'intervallo  $0^\circ-5^\circ$  nel quale la correzione si può ritenere piccola. (Così facendo, però, si sottovaluta l'effetto dell'assorbimento laterale).

Le curve in fig. 3 danno lo spettro energetico « non corretto » (cioè la  $f(\varepsilon)$  di RICHARDS e NORDHEIM <sup>(11)</sup>) e « corretto », cioè  $S(\varepsilon)$ .

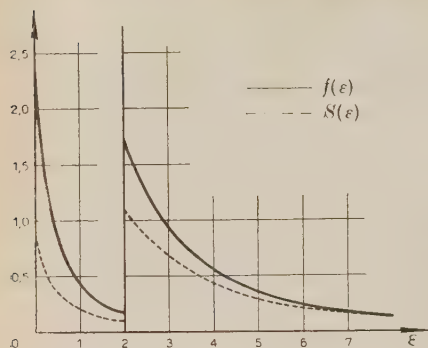


Fig. 3.

A riprova della validità delle approssimazioni fatte si può fare il confronto della riduzione del numero di elettroni quale risulta dallo spettro angolare e da quello energetico, confrontando le aree delle rispettive curve «corrette» e «non corrette». C'è accordo dell'ordine di grandezza, perchè si trova rispettivamente 0,62 e 0,53.

<sup>(11)</sup> J. A. RICHARDS e L. W. NORDHEIM: *Phys. Rev.*, **74**, 1106 (1948), tab. III.

## SUMMARY

The authors try to extend (at least in some particularly simple conditions) the theory of angular spreading of showers generated in heavy material. To this aim, account is especially taken of the different absorption in the material according to the angle made by the electrons with the shower axis. The calculations are based on the results of ROBERG and NORDHEIM, and RICHARDS and NORDHEIM. Curves are given for angular and energy distributions under lead. They show fair agreement with experimental (cloud chamber) results.

## Sullo scattering dei mesoni da parte dei nucleoni.

M. CINI

*Istituto di Fisica dell'Università - Torino*

L. A. RADICATI

*Istituto di Fisica dell'Università - Parma (\*)*

(ricevuto il 26 Febbraio 1951)

**Riassunto.** - Vengono calcolate al secondo ordine della teoria delle perturbazioni le sezioni d'urto totali e differenziali per il processo di scattering di mesoni scalari e pseudoscalari da parte di nucleoni usando il metodo di Feynman. L'urto con conservazione di carica è sempre meno probabile di quello con scambio per il caso pseudoscalare, mentre alle basse energie ( $< 2$  masse nucleoniche) per il caso scalare, è vero il contrario. Questo potrebbe dare modo di distinguere tra due casi confrontando con esperienze sui mesoni prodotti artificialmente. Allo stato attuale delle esperienze non si può trarre alcuna conclusione. Vengono date le formule per il caso estremo relativistico che sono le stesse per i due casi scalare e pseudoscalare.

### 1. - Premessa.

Lo studio dello scattering dei mesoni  $\pi$  da parte dei nucleoni (analogo mesonico dell'effetto Compton) presenta un duplice interesse: sia perchè questo processo dovrebbe giocare un ruolo piuttosto importante nell'assorbimento nell'atmosfera dei  $\pi$  molto energetici dei raggi cosmici, sia perchè sembra attualmente possibile verificare le previsioni teoriche per mezzo dei mesoni prodotti artificialmente. Esperienze di questo genere sono attualmente in corso <sup>(1)</sup> ma, a causa del sovrapporsi di diversi processi nella realizzazione dell'esperienza, ogni interpretazione risulta piuttosto problematica fino a che le statistiche non siano assai più ricche.

---

(\*) In congedo dall'Istituto di Fisica del Politecnico di Torino.

(<sup>1</sup>) G. BERNARDINI, E. T. BOOTH, L. LEDERMAN e J. TINLOT: *Phys. Rev.*, **80**, 924 (1950); H. BRADNER e B. RANKING: *Phys. Rev.*, **80**, 916 (1950).



Nei calcoli fatti finora <sup>(2)</sup> a quanto ci consta, non è stato esaminato in modo completo il caso del campo mesonico pseudoscalare <sup>(3)</sup> che pure per diversi motivi sembra rendere conto di molti, se non di tutti, i fatti sperimentali riguardanti il mesone <sup>(4)</sup>.

Ci è sembrato pertanto opportuno esaminare l'andamento della sezione d'urto per il processo di scattering tanto per mesoni scalari che pseudoscalari, analogamente a quanto è stato fatto per il fenomeno della fotoproduzione di mesoni <sup>(5)</sup> e della produzione nell'urto nucleone-nucleone <sup>(6)</sup>. Ci siamo anche noi limitati ad esaminare i soli casi dell'accoppiamento scalare per il campo scalare, e pseudoscalare per il campo pseudoscalare.

Faremo uso nei calcoli della teoria delle perturbazioni al secondo ordine, pure essendo ben nota l'arbitrarietà dello sviluppo della sezione d'urto in serie della costante di accoppiamento, il cui valore non è molto piccolo. I calcoli sono stati condotti facendo uso del formalismo covariante di FEYNMAN <sup>(7)</sup>; si è tenuto conto della possibilità che un mesone carico si trasformi in uno neutro.

## 2. - Valutazione degli elementi di matrice e delle sezioni d'urto differenziali.

I simboli usati sono i seguenti:

$p_0, p_1$ , quadrivettori di energia e impulso del nucleone prima e dopo l'urto, di componenti  $(E_0, \mathbf{p}_0)$ ,  $(E_1, \mathbf{p}_1)$ ;

$k_0, k_1$ , quadrivettori di energia e impulso del mesone prima e dopo l'urto, di componenti  $(W_0, \mathbf{k}_0)$ ,  $(W_1, \mathbf{k}_1)$ ;

$M, m$ , massa del nucleone e del mesone;

<sup>(2)</sup> W. HEITLER: *Proc. Roy. Soc., A* **166**, 229 (1938); H. J. BHABHA: *Proc. Roy. Soc. A*, **166**, 501 (1938); A. H. WILSON: *Proc. Camb. Soc.* **36**, 363 (1940); **37**, 301 (1941); S. T. MA: *Phys. Rev.*, **62**, 403 (1942); W. HEITLER e H. W. PENG: *Phys. Rev.*, **62**, 81 (1942); VACHASPATY: *Proc. Phys. Soc. A*, **63**, 1015 (1950), *Phys. Rev.*, **80**, 973 (1950).

<sup>(3)</sup> G. PETIAU, *Compt. Rend.*, **231**, 119 (1950) ha dato la sezione d'urto differenziale per lo scattering di mesoni neutri che non si presta a confronti con l'esperienza.

<sup>(4)</sup> M. RUDEMAN e R. FINKELSTEIN: *Phys. Rev.*, **76**, 1458 (1949); J. STEINBERGER: *Phys. Rev.*, **76**, 1180 (1949); J. STEINBERGER, W. H. K. PANOFSKY e J. STELLER: *Phys. Rev.*, **78**, 802 (1950); R. E. MARSHAK, S. TAMOR e A. S. WIGHTMAN: *Phys. Rev.*, **80**, 825 (1950); H. P. NOYES: *Nature*, **167**, 170 (1951).

<sup>(5)</sup> G. MORPURGO: *Nuovo Cimento*, **7**, 855 (1950); P. BENOIST-GUENTAL, J. PRENTKI e J. RATIER: *Journ. de Phys.*, **11**, 553 (1950); K. A. BRUECKNER: *Phys. Rev.*, **79**, 641 (1950).

<sup>(6)</sup> C. MORETTE: *Phys. Rev.*, **76**, 1432 (1949); G. PÉLIAU: *Compt. Rend.*, **231**, 1038 (1950).

$u_0, u_1$ , spinori iniziale e finale del nucleone, normalizzati in accordo con le regole di FEYNMAN <sup>(7)</sup> in modo che  $(\bar{u}u) = 1$ ,  $\bar{u} = u^* \gamma_4$ ;

$g_0, g_c$ , costanti di accoppiamento dei mesoni neutri e carichi, supponendo uguali le costanti di accoppiamento del mesone neutro con i protoni ed i neutroni;

$\varepsilon$   $\left\{ \begin{array}{l} = \gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4 \text{ (le } \gamma_\mu \text{ sono definite come nel lavoro citato di FEYNMAN)} \\ \text{nel caso pseudoscalare} \\ = 1 \text{ nel caso scalare;} \end{array} \right.$

$A = A_\mu \gamma_\mu = A_0 \gamma_0 - A_1 \gamma_1 - A_2 \gamma_2 - A_3 \gamma_3$ .

Si fa uso del sistema  $\hbar = c = 1$ .

Gli elementi di matrice si calcolano, secondo il metodo di Feynman, con i diagrammi della fig. 1 che corrispondono ai seguenti processi:

1a) Urto di  $\pi^+$  contro neutrone con produzione di  $\pi^+$ . L'elemento di matrice per questo processo è

$$\mathcal{M}_a = 2\pi g_c^2 \sqrt{\frac{M^2}{W_0 W_1 E_0 E_1}} \bar{u}_1 \varepsilon \frac{1}{p_0 + k_0 - M} \varepsilon u_0.$$

1b) Urto di  $\pi^+$  contro neutrone con produzione di  $\pi^0$ . L'elemento di matrice è

$$\mathcal{M}_b = 2\pi g_0 g_c \sqrt{\frac{M^2}{W_0 W_1 E_0 E_1}} \bar{u}_1 \varepsilon \left( \frac{1}{p_0 + k_0 - M} + \frac{1}{p_0 - k_1 - M} \right) \varepsilon u_0.$$

1c) Urto di  $\pi^+$  contro protone con produzione di  $\pi^+$  (l'emissione di  $\pi_0$  è in questo caso vietata). L'elemento di matrice è

$$\mathcal{M}_c = 2\pi g_c^2 \sqrt{\frac{M^2}{W_0 W_1 E_0 E_1}} \bar{u}_1 \varepsilon \frac{1}{p_0 - k_1 - M} \varepsilon u_0.$$

È da notare che gli stessi elementi di matrice si hanno rispettivamente per i processi:

$$1'a) \quad \pi^- + P \rightarrow \pi^- + P$$

$$1'b) \quad \pi^- + P \rightarrow \pi^0 + N$$

$$1'c) \quad \pi^- + N \rightarrow \pi^- + N.$$

( $P$  ed  $N$  significano rispettivamente protone e neutrone).

La sezione d'urto differenziale, nel sistema nel quale il nucleone

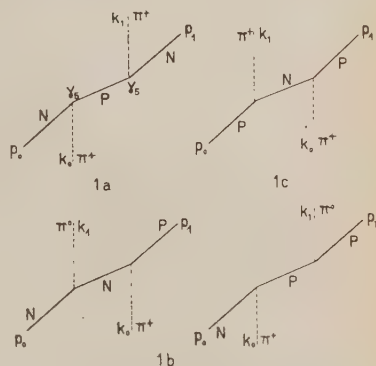


Fig. 1.

<sup>(7)</sup> R. P. FEYNMAN: *Phys. Rev.*, **76**, 749, 769 (1949).

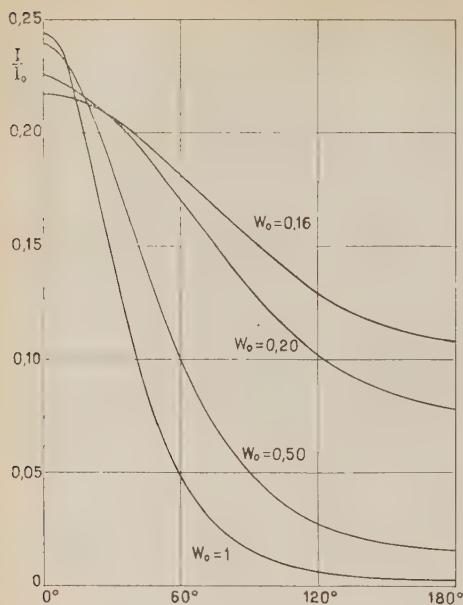


Fig. 2.

prima dell'urto è in quiete è

$$d\sigma = 2\pi |\mathcal{M}|^2 \varrho_F \frac{W_0}{|\mathbf{k}_0|} dE_F,$$

dove  $\varrho_F dE_F$ , numero degli stati finali nell'intervallo di energia  $dE_F$ , vale

$$\varrho_F dE_F = \frac{W_1 E_1}{(2\pi)^3 |\mathbf{k}_0|} dW_1,$$

e  $|\mathbf{k}_0|/W_0$  è il flusso delle particelle incidenti.

Il quadrato dell'elemento di matrice si calcola con le regole consuete per la valutazione degli Spur sommando sui due strati di spin iniziale e finale del nucleone. Introducendo le notazioni  $w_0 = W_0/M$ ,  $w_1 = W_1/M$ ,  $\mu = m/M$  si ottiene così nel caso pseudo-scalare

$$(1a) \quad (d\sigma_a)_{ps} = \frac{\pi g_c^4}{M^2} \frac{\mu^2(w_1 - w_0) + 2w_0w_1}{(w_0^2 - \mu^2)(\mu^2 + 2w_0)^2} dw_1.$$

$$(1b) \quad (d\sigma_b)_{ps} = \frac{4\pi g_6^2 g_c^2}{M^2} \frac{[\mu^2(w_1 - w_0) + 2w_0w_1](w_1 + w_0)^2}{(w_0^2 - \mu^2)(\mu^2 + 2w_0)^2(\mu^2 - 2w_1)^2} dw_1.$$

$$(1c) \quad (d\sigma_c)_{ps} = \frac{\pi g_c^4}{M^2} \frac{\mu^2(w_1 - w_0) + 2w_0w_1}{(w_0^2 - \mu^2)(\mu^2 - 2w_1)^2} dw_1.$$

Nel caso scalare si ottiene:

$$(2a) \quad (d\sigma_a)_{sc} = (d\sigma_a)_{ps} + \frac{8\pi g_c^4}{M^2} \frac{(1 + w_0)}{(w_0^2 - \mu^2)(\mu^2 + 2w_0)^2} dw_1.$$

$$(2b) \quad (d\sigma_b)_{sc} = (d\sigma_b)_{ps} + \frac{16\pi g_6^2 g_c^2}{M^2} \frac{(\mu^2 + w_0 - w_1)[2\mu^2 - 4w_0w_1 + (w_0 - w_1)(2 + \mu^2)]}{(w_0^2 - \mu^2)(\mu^2 + 2w_0)^2(\mu^2 - 2w_1)^2} dw_1,$$

$$(2c) \quad (d\sigma_c)_{sc} = (d\sigma_c)_{ps} + \frac{8\pi g_c^4}{M^2} \frac{(1 - w_1)}{(w_0^2 - \mu^2)(\mu^2 - 2w_1)^2} dw_1.$$

Tenendo conto della conservazione dell'energia e dell'impulso si ottiene la

relazione

$$(3) \quad \cos \theta = \frac{M(W_1 - W_0) + W_0 W_1 - m^2}{|\mathbf{k}_0| \cdot |\mathbf{k}_1|},$$

dove  $\theta$  è l'angolo fra la direzione del mesone incidente e quella del mesone diffuso. Per mezzo della (3) si possono ricavare le espressioni delle sezioni d'urto differenziali per unità di angolo solido invece che per unità di energia del mesone emesso. Se  $I_0$  è l'intensità del fascio primario di mesoni ed  $I$  l'intensità ad una distanza  $R$  dal nucleone, diffusa nella direzione formante un angolo  $\theta$  con quella dei mesoni incidenti, è noto che vale la relazione

$$(4) \quad I d\Omega = I_0 \frac{d\sigma}{R^2} \frac{W_1}{W_0},$$

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta.$$

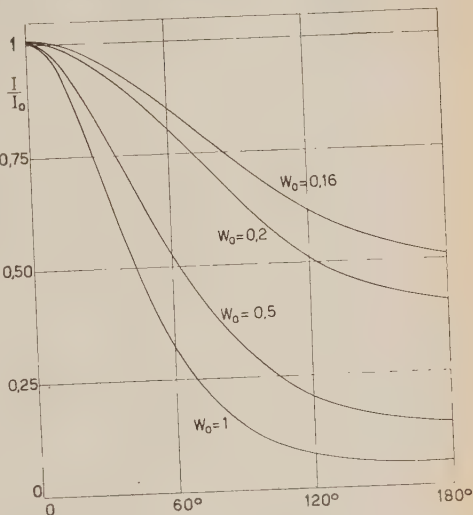


Fig. 3.

L'andamento di  $I$  per i processi

a) b) c) è rappresentato nelle

figg. 2, 3, 4 rispettivamente per il solo caso pseudoscalare; le unità sono  $\pi r^2/R^2$ , dove

$r = g_c^2/M$  per i processi a) e c),

$r = g_0 g_c/M$  per il processo b).

Nel caso estremo relativistico ( $W_0 \gg M$ ) le (1a), (1b), (1c) e (2a), (2b), (2c) diventano

$$d\sigma_a \cong \frac{g_c^4}{4M^2} \frac{w_1^3}{w_0^3} d\Omega,$$

$$d\sigma_b \cong \frac{g_0^2 g_c^2}{8M^2} \frac{w_1^2}{w_0^2} \left( \frac{w_1}{w_0} + \frac{w_0}{w_1} + 2 \right) d\Omega,$$

$$d\sigma_c \cong \frac{g_c^4}{4M^2} \frac{w_1}{w_0} d\Omega.$$

La struttura di queste formule è perfettamente analoga a quella della formula



di KLEIN-NISHINA; infatti confrontando con quest'ultima<sup>(8)</sup> si vede che, a

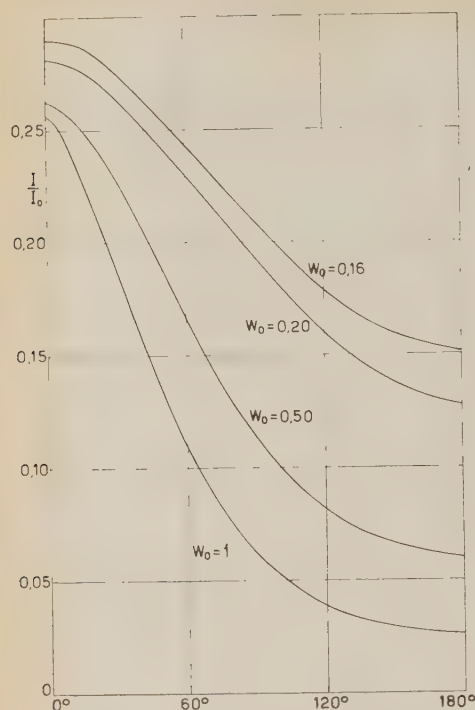


Fig. 4.

parte il termine corrispondente alla polarizzazione dei quanti che qui evidentemente non interviene, nella  $d\sigma_a$  figura soltanto il secondo termine, nella  $d\sigma_c$  solo il primo, mentre nella  $d\sigma_b$  compaiono tutti e tre i termini. Ciò dipende dal fatto che mentre  $d\sigma_a$  e  $d\sigma_c$  derivano dal contributo di un solo diagramma alla Feynman, alla  $d\sigma_b$  contribuiscono, come alla formula di Klein-Nishina, due diagrammi.

### 3. - Valutazione delle sezioni di urto totali.

Per ottenere la sezione d'urto totale si integra la sezione d'urto differenziale rispetto a  $w_1$  da  $\eta$  a  $w_0$ , dove

$$\eta = \frac{w_0 + 2\mu^2 + w_0\mu^2}{1 + \mu^2 + 2w_0}.$$

I due limiti sono ottenuti risolvendo la (3) nella quale si sia fatto  $\cos \theta = \pm 1$ .

L'integrazione nel caso pseudoscalare dà:

$$(\sigma_a)_{ps} = \frac{\pi g_c^4}{M^2} \frac{(w_0 - \eta) [(1/2) \mu^2 (\eta - w_0) + w_0 (\eta + w_0)]}{(w_0^2 - \mu^2)(\mu^2 + 2w_0)^2}.$$

$$(\sigma_b)_{ps} = \frac{\pi g_c^2 g_c^2}{M^2} \frac{1}{(w_0^2 - \mu^2)(\mu^2 + 2w_0)^2} \times \\ \times \left\{ \frac{(\eta - w_0)[\mu^8 - \mu^6(w_0 - 7\eta) - \mu^4(4w_0^2 + 3w_0\eta + \eta^2) - 2\mu^2(5w_0^2 - 2w_0\eta - 2\eta^2) - 4w_0^2\eta(\eta + 5w_0)]}{2\mu^2 w_0 - 2\mu^2 \eta - 4\eta w_0 - \mu^4} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \left( 5\mu^4 w_0 + 6\mu^2 w_0^2 + 4w_0^3 + \frac{3}{2} \mu^6 \right) \ln \frac{2w_0 - \mu^2}{2\eta - \mu^2} \right\}.$$

$$(\sigma_c)_{ps} = \frac{\pi g_c^4}{4M^2} \frac{1}{(w_0^2 - \mu^2)} \left\{ \frac{2\mu^4(w_0 - \eta)}{(\mu^2 - 2w_0)(\mu^2 - 2\eta)} + (2w_0 + \mu^2) \ln \frac{2w_0 - \mu^2}{2\eta - \mu^2} \right\}.$$

<sup>(8)</sup> Cfr. W. HEITLER: *The quantum theory of radiation*, 2ª ediz. (Oxford, 1944), pag. 154, formula (47).

Per il caso scalare non si riportano le formule esatte perchè sono alquanto più complicate. I dati numerici per il caso pseudoscalare sono raccolti nella tabella I e quelli per il caso scalare nella tabella II; le unità sono  $\pi r^2$  dove  $r$  è la grandezza definita più sopra. Supponendo  $g_c = g_0$  e usando i valori dati per le costanti di accoppiamento da MARSHAK e WIGHTMAN <sup>(9)</sup> ( $g_0^2/\hbar c = 0,55$  per il caso pseudoscalare e  $0,07$  per il caso scalare)  $\pi r^2$  vale  $4 \cdot 10^{-28}$  cm<sup>2</sup> nel caso pseudoscalare e  $0,6 \cdot 10^{-29}$  cm<sup>2</sup> in quello scalare.

Quando  $W_0 \gg M$  le formule per il caso scalare e pseudoscalare coincidono: nei tre casi si ha rispettivamente:

$$(5a) \quad \sigma_a \cong \frac{\pi g_c^4}{4M^2} \frac{1}{w_0} \quad \eta \cong 0,5.$$

$$5b) \quad \sigma_b \cong \frac{\pi g_0^2 g_c^2}{2M^2} \frac{1}{w_0} \left[ \frac{5}{2} + \ln \frac{w_0}{\eta} \right].$$

$$(5c) \quad \sigma_c \cong \frac{\pi g_c^4}{2M^2} \frac{1}{w_0} \ln \frac{w_0}{\eta}.$$

L'andamento della sezione d'urto alle alte energie è, come si vede, molto simile a quello per lo scattering di fotoni da parte di elettroni (cfr. HEITLER, 1. cit., pag. 157, formula (56)), mentre è invece notevolmente diverso da quello trovato <sup>(2)</sup> per il mesone vettoriale per il quale la sezione d'urto alle alte energie cresce come  $W_0^2$ .

TABELLA I. — Sezione d'urto totale per il caso pseudoscalare.

$w_0$	0,2	0,4	0,6	0,8	1	2	5
$(\sigma_a)_{ps}$	0,58	0,41	0,32	0,26	0,22	0,12	0,05
$(\sigma_b)_{ps}$	2,92	2,24	1,86	1,61	1,44	0,93	0,47
$(\sigma_c)_{ps}$	0,84	0,73	0,66	0,60	0,55	0,40	0,24

TABELLA II. — Sezione d'urto totale per il caso scalare.

$w_0$	0,2	0,4	0,6	0,8	1	2	5
$(\sigma_a)_{sc}$	76,8	18,6	8,03	4,43	2,81	0,71	0,14
$(\sigma_b)_{sc}$	10,6	1,05	0,69	0,64	0,60	0,51	0,33
$(\sigma_c)_{sc}$	83,9	17,5	6,91	3,67	2,28	0,58	0,20

Come si vede dalle tabelle I e II per il caso pseudoscalare il processo con scambio di carica risulta sempre favorito; il rapporto  $(\sigma_b/\sigma_a)_{ps}$  cresce al crescere

<sup>(9)</sup> R. E. MARSHAK e A. WIGHTMAN: *Phys. Rev.*, **79**, 220 (A) (1950).

dell'energia essendo sempre maggiore di 1. Nel caso scalare invece, alle basse energie, lo scattering con conservazione di carica è assai più probabile; solo per energie dell'ordine di  $2M$  il rapporto  $(\sigma_b/\sigma_a)_{sc}$  diventa circa dell'ordine di 1, per tendere, al crescere dell'energia, al valore del caso pseudoscalare.

Il fatto che esista una differenza di questo genere fra i due casi, dà la possibilità di un confronto con l'esperienza (non appena dati più accurati possano essere disponibili) con la speranza di ricavare qualche utile informazione sulla natura dei mesoni  $\pi$ .

#### 4. — Discussione.

Allo stato attuale non è facile fare dei confronti con i dati sperimentali. MARSHAK e WIGHTMAN <sup>(9)</sup> hanno discusso le esperienze di PANOFSKY *et al.* <sup>(10)</sup> sull'assorbimento dei  $\pi^-$  da parte dei protoni ricavando i valori sopra ricordati per le costanti di accoppiamento; dalla loro discussione risulta che il miglior accordo con i dati sperimentali si ottiene assumendo un campo pseudoscalare, sia per il mesone neutro, che per quello carico.

Se prendiamo in esame le esperienze già citate di BRADNER e RANKING e quelle di BERNARDINI *et al.* <sup>(1)</sup>, si possono fare le seguenti osservazioni. Tutti e due i gruppi di sperimentatori osservano degli eventi che chiamano scomparse in volo e che possono venire interpretate come scattering di  $\pi^-$  da parte di protoni con scambio di carica (processo 2b). La statistica è estremamente povera (2 eventi su 580 cm di lunghezza totale di tracce per BRADNER e 2 eventi su 780 cm di lunghezza corretta per BERNARDINI); da questi dati si ricava una sezione d'urto per nucleone di  $10^{-27}$  cm<sup>2</sup> in discreto accordo con i risultati del calcolo nel caso pseudoscalare <sup>(11)</sup>. Il considerare i nucleoni come liberi nel nucleo, è naturalmente piuttosto arbitrario è pertanto l'accordo non è molto significativo.

Per quanto riguarda lo scattering senza scambio di carica, i dati dei due sperimentatori sono assai discordanti: non è quindi possibile per ora trarre alcuna conclusione dal rapporto tra gli eventi con scambio e quelli con conservazione di carica. Se una indicazione, sia pure arbitraria si vuole trarre, le esperienze di BRADNER sarebbero più favorevoli al caso scalare, in contrasto con quanto si è detto più sopra sul valore assoluto della sezione d'urto.

Le esperienze sui mesoni lenti (energie di qualche centinaio di MeV) degli

<sup>(10)</sup> W. K. H. PANOFSKY, L. AAMODT e H. F. YORK: *Phys. Rev.*, **78**, 825 (1950); W. K. H. PANOFSKY, L. AAMODT, J. HADLEY e R. PHYLLIPS: *Phys. Rev.*, **80**, 94 (1950).

<sup>(11)</sup> Abbiamo assunto un cammino libero medio di 350 cm di emulsione ed una densità dell'emulsione di 3,9 g/cm<sup>3</sup>.

sciami penetranti locali <sup>(12)</sup> danno cammini liberi medi variabili fra 300 e 1000 g/cm<sup>2</sup> a seconda del materiale dell'assorbitore: l'ordine di grandezza calcolato non è molto distante. Da questi risultati, nonostante la complessità dei fenomeni che entrano in gioco, si può concludere che le perdite di energia per effetto Compton possono avere un certo peso nell'assorbimento dei mesoni  $\pi$ .

Per le alte energie, le perdite calcolate non sono allo stato attuale confrontabili con dati sperimentali. Da calcoli preliminari da noi effettuati si può dedurre che per elevatissime energie l'effetto doppio (urto di un  $\pi$  contro un nucleone con emissione di due  $\pi$ ) diventa preponderante.

Ci è grato ringraziare il prof. G. WATAGHIN per le utili discussioni con lui avute.

Mentre il presente lavoro era in corso di stampa, ci è pervenuto l'articolo «Scattering and absorption of scalar and pseudoscalar mesons by nucleons» (*Phys. Rev.*, **81**, 425 (1951)) di M. PESHKIN nel quale è trattato lo stesso problema. I risultati, formulati in maniera leggermente diversa, concordano perfettamente con i nostri, tranne che per la sezione d'urto totale del nostro processo *b*) nel caso scalare (Conversion process, ordinary mixture; Section V, formula (39) del lavoro citato). Le conclusioni sul rapporto tra gli eventi con scambio e quelli con conservazione di carica restano le stesse anche nel caso scalare, ma la curva  $\sigma_B^S$  di fig. 4 (loc. cit.) dovrebbe essere spostata verso le basse energie secondo i valori della nostra tab. II. Al limite per  $w_0 = \mu$  la  $(\sigma_b)_{sc}$  tende ancora a zero come la  $\sigma_B^S$  suddetta. Abbiamo riscontrato un errore, probabilmente di stampa, nella formula (33) (loc. cit.) che discorda dalla nostra (5 c) per un fattore 1/2.

Infine ci è stato segnalato un lavoro di ASHKIN, SIMON e MARSHAK apparso su *Progr. Theor. Phys.* (Settembre 1951) che non abbiamo ancora potuto vedere, nel quale, oltre al presente problema, sono esaminate molte altre possibilità per quanto riguarda i campi mesonici e gli accoppiamenti di questi con i nucleoni.

---

<sup>(12)</sup> H. A. MEYER, G. SCHWACHHEIM e A. WATAGHIN: *Phys. Rev.*, **74**, 846 (1948); L. LOVATI, A. MURA, G. SALVINI e G. TAGLIAFERRI: *Nuovo Cimento*, **6**, 207 (1949); W. B. FRETTER: *Phys. Rev.*, **76**, 511 (1959); A. PICCIONI: *Phys. Rev.*, **77**, 6 (1950).

## SUMMARY

Differential and total cross-sections are given for scattering of scalar and pseudoscalar mesons by nucleons in second order perturbation theory using Feynman's method. Collision with charge exchange is always more probable than ordinary one in the pseudoscalar case, while for low energies ( $< 2$  nucleon masses) the contrary is true for the scalar case. This fact should provide a way of distinguish between the two cases comparing with the experiments on artificially produced mesons. At present no conclusion can be drawn. Extreme relativistic formulas are the same for both scalar and pseudoscalar case.



## Neutron Production by Cosmic-Ray Particles at Sea Level and Underground <sup>(°)</sup>.

R. D. SARD, M. F. CROUCH (\*), D. R. JONES, A. M. CONFORTO (\*\*)  
and B. F. STEARNS

*Washington University <sup>(°°)</sup>, Physics Department - St. Louis, Missouri*

(ricevuto il 20 Marzo 1951)

**Summary.** — Further measurements are reported of disintegration neutrons produced in Pb by charged cosmic-ray particles that stop in the Pb ( $(AB - C : N)$  events) or that penetrate the Pb ( $(ABC : N)$  events). In order to disentangle the different mechanisms producing these events, the same apparatus was used at two different sites, one near sea-level and the other in the sub-basement of a skyscraper, at an equivalent depth below sea-level of  $1200 \text{ g cm}^{-2}$  air. At this depth the star-producing radiation should be attenuated at least 60-fold, the penetrating shower producing radiation at least 9-fold. Both the  $(AB - C : N)$  and the  $(ABC : N)$  rates, are however, only reduced by a factor of about 6. It is concluded that with the  $158 \text{ g cm}^{-2}$  Pb filter in place above the telescope all of the underground  $(AB - C : N)$  rate and about half of the sea-level  $(AB - C : N)$  rate is due to the capture of negative  $\mu$ -mesons that stop in the Pb absorber below the telescope. The average neutron multiplicity per stopped negative meson comes out to be about 2. The persistence of the  $(ABC : N)$  rate underground speaks for neutron production by fast  $\mu$ -mesons, though the depth of the site is not sufficient to make this conclusion certain. Comparison with W. B. FOWLER's counter data shows that practically none of the sea-level  $(ABC : N)$  rate can be ascribed to fast  $\mu$ -mesons; underground, the mesonic contribution is appreciable. At both sites, removal of the Pb filter from above the telescope increases the  $(AB - C : N)$  rate; it is probable that part of this soft neutron-producing radiation consists of electron-photon showers secondary to the fast mesons.

---

<sup>(°)</sup> These results were presented at the Mexico Meeting of the American Physical Society, June 23, 1950 (*Phys. Rev.*, **80**, 134A (1950)).

(\*) Now at Case Institute of Technology, Cleveland, Ohio.

(\*\*) Now at the University of Rome.

<sup>(°°)</sup> Assisted by the joint program of the U.S. Office of Naval Research and Atomic Energy Commission.

## 1. — Introduction.

Previous work at this laboratory <sup>(1,2)</sup> has demonstrated the production of neutrons in lead by charged cosmic-ray particles, both penetrating and non-penetrating. Measurements with various geometrical arrangements <sup>(2)</sup> showed that electrons cannot be responsible for the major part of either effect; they were consistent with the view that a sizeable fraction of the coincidences between neutrons and stopped particles (referred to as  $(AB - C : N)$  events) is due to the nuclear capture of stopped negative  $\mu$ -mesons and that a sizeable fraction of the coincidences between neutrons and penetrating particles (referred to as  $(ABC : N)$  events) is due to nuclear interactions of fast protons. It was clear, however, that low-energy nuclear interactions of protons would contribute to the  $(AB - C : N)$  rate, and the possibility could not be excluded that part of the  $(ABC : N)$  rate was due to nuclear interactions of fast mesons. As a step toward disentangling the various mechanisms of neutron production, measurements have now been made at two depths, one near sea-level and the other underground. The changes in the counting rates between the two depths would be expected to throw light on the relative contributions of the mesons and other particles to the neutron coincidence rates.

## 2. — The Apparatus.

The arrangement of counters and solid material is shown in Fig. 1.  $A$ ,  $B$ , and  $C$  are groups of G-M tubes connected in parallel,  $A$  and  $B$  together constituting the telescope and  $C$  being an anticoincidence tray that more than covers the cone defined by  $A$  and  $B$ . Beneath  $C$  is a paraffin mass containing four proportional counters,  $N$ , filled with  $\text{BF}_3$  enriched in the  $\text{B}^{10}$  isotope <sup>(3)</sup>. These are connected in parallel to the input of an amplifier, biased so as to be on the neutron-counting plateau. Some of the neutrons produced in the Pb between  $B$  and  $C$  are slowed down to thermal speed in the paraffin, and some of these are then detected by the  $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$  reaction in the proportional counters. This neutron-detecting system is expected to be sensitive up to about 10 MeV <sup>(2)</sup>.

<sup>(1)</sup> R. D. SARD, W. B. ITTNER, A. M. CONFORTO and M. F. CROUCH: *Phys. Rev.*, **74**, 97 (1948).

<sup>(2)</sup> R. D. SARD, A. M. CONFORTO and M. F. CROUCH: *Phys. Rev.*, **76**, 1134 (1949).

<sup>(3)</sup> The enriched  $\text{BF}_3$  was sold to us by the Isotopes Division of the Atomic Energy Commission. The counters were made by the N. Wood Counter Laboratory, Chicago, Illinois. They are of 10.5 inch active length, 1.5 inch diameter, and are filled to a pressure of 45 cm Hg.

The geometry is seen to be exactly the same as that used previously <sup>(2)</sup>, except for the interposition of a paraffin barrier between *A* and *B* and the replacement of the boron-lined proportional counters by counters containing the boron in the gas. In particular, the Pb absorber is of  $80 \text{ g cm}^{-2}$ , and the filter above the telescope is of  $158 \text{ g cm}^{-2}$  Pb equivalent. The newly added paraffin barrier reduces the sensitivity to neutrons originating in the filter.

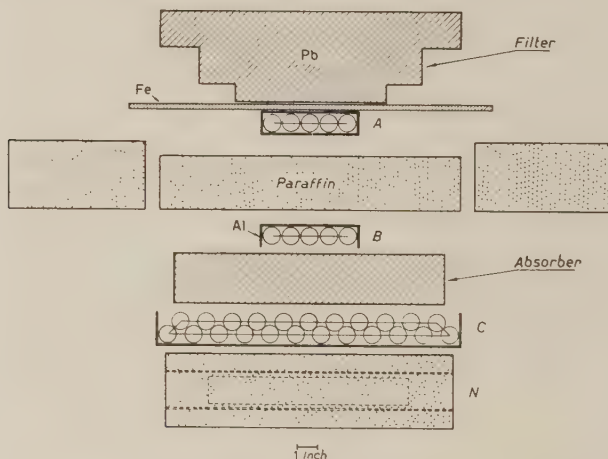


Fig. 1. - Arrangement of counter and solid material. From top down: Pb filter ( $143 \text{ g cm}^{-2}$ ); steel supporting plate ( $10 \text{ g cm}^{-2}$ ); G-M tubes *A* in aluminium sheet box; paraffin barrier (7 cm); G-M tubes *B* in aluminium sheet box open at the bottom; Pb absorber ( $80 \text{ g cm}^{-2}$ ); G-M tubes *C* in aluminium sheet box open at the top; paraffin moderator, containing four  $\text{BF}_3$  counters, *N*. The G-M tube walls are of 0.5 mm brass.

A test with a Ra- $\alpha$ -Be source showed the sensitivity to neutrons originating in the absorber to be 9.4 times greater than that to neutrons originating in the filter. Without the paraffin, the ratio was 4.3. The paraffin in the telescope also reduces the anticoincidence rate, ( $AB - C$ ), from  $2.55 \text{ min}^{-1}$  to  $1.91 \text{ min}^{-1}$  with the filter in and absorber in, and from  $0.98 \text{ min}^{-1}$  to  $0.80 \text{ min}^{-1}$  with the filter in and absorber out. The new difference between ( $AB - C$ ) with and without absorber,  $1.11 \text{ min}^{-1}$ , does not greatly exceed the  $0.98 \text{ min}^{-1}$  calculated from the meson range curve of Rossi and Sands <sup>(4)</sup>. Another consequence of the insertion of the paraffin was an increase in the efficiency

(<sup>4</sup>) Figures 5 and 6 of Rossi: *Rev. Mod. Phys.*, **20**, 537 (1948).

for detecting neutrons originating in the Pb absorber, by 15 percent for Ra- $\alpha$ -Be neutrons.

The BF<sub>3</sub> counters <sup>(3)</sup> have each about 2.3 times the efficiency of the boron-lined counters previously used <sup>(2)</sup>, and have the additional advantage of possessing flat plateaux.

The circuits are exactly the same as those used previously <sup>(2)</sup>. They provide a record, on electromechanical totalizers (« message registers ») and on the clock-driven chart of an « Operation Recorder » (a multi-pen device, with each pen in series with a message register), of the following events: telescope coincidences,  $(AB)$ ; anticoincidences,  $(AB - C)$ ; slow neutron counts,  $(N)$ ; events in which an  $N$  pulse occurs between 5 and 215 microseconds ( $\mu$ s) after  $(AB)$ ,  $(AB : N)$ ; and events in which an  $N$  pulse occurs between 5 and 215  $\mu$ s after an  $(AB)$  pulse that passes through the anticoincidence gate,  $(AB - C : N)$ . In effect, then, we have direct recording of penetrations,  $(ABC)$ , and neutrons associated with penetrations,  $(ABC : N)$ , as well as of stoppings,  $(AB - C)$ , and neutrons associated with stoppings,  $(AB - C : N)$ .

Measurements of the neutron-detecting efficiency were made, using a small Ra- $\alpha$ -Be source placed in one of three slots in a lead ingot that could replace any one of the six ingots constituting the absorber. Thus the source could be put in various positions in a horizontal plane approximately midway between the top and bottom of the absorber. The counting rate did not vary much with position, so the readings were simply averaged to get an effective efficiency for Ra-Be neutrons produced in the Pb absorber. The effective efficiency was found to be the same in both sites used. Its absolute value came out to be  $(0.96 \pm 0.11)$  percent. The indicated uncertainty is that of the primary neutron standard and the estimated statistical standard error. It does not include possible systematic errors such as that resulting from dependence of the efficiency on depth of the source in the absorber <sup>(5)</sup>. This « incoherent » efficiency does not apply to the detection of neutrons in the gates triggered by  $(AB)$  and  $(AB - C)$ , as the mean life of a neutron in the detecting system is comparable with the gate length. A correction factor,  $\{1 - \exp[-t/\tau]\}$ , must be applied, where  $\tau$  is the mean life and  $t$  is the time at which the gate ends, measured from the time at which the exponentially decaying detection probability can be assumed to set in. As it takes approximately 5  $\mu$ s for a neutron to reach thermal speed and the start of the gate is delayed 5  $\mu$ s,  $t$  may be taken equal to the gate length; since  $\tau \gg 5 \mu$ s, any error so committed is small. The mean life was measured as previously <sup>(2)</sup>, by observing  $(AB : N)$  events concurrently with two different gates, one extending from 5.1 to 113.0  $\mu$ s after  $(AB)$ , and the other from 5.1 to 226.6  $\mu$ s. Comparison of the

<sup>(5)</sup> M. F. CROUCH: *Thesis*, Washington University, St. Louis, Sept. 1950.



number of events recorded in the two channels gives  $\tau = \left(1.5 \pm 0.3\right) \cdot 10^{-4}$  s., the indicated uncertainties being estimated statistical standard deviations. This value is about twice that obtained earlier with boron-lined counters <sup>(2)</sup>. Using an average value of 210  $\mu$ s for  $t$ , which varied between 195 and 225  $\mu$ s during the experiment, one obtains a correction factor of  $0.75 \pm 0.05$ . Thus the coherent efficiency for neutrons with the energy spectrum of the Ra- $\alpha$ -Be source is approximately  $(0.72 \pm 0.14)$  percent.

In a long-winded experiment such as this one, in which the counting rates were of the order of one per hour, it was essential that the proper functioning of all parts of the apparatus be checked frequently. Any noticeable variation in rate served, of course, as a danger signal. Use of the «operation recorder», whose chart was regularly scanned from one end to the other, provided an additional safe-guard; some erratic malfunctionings were caught early that would otherwise have gone unnoticed for some time. The following daily, later semi-weekly, checks were made; all the d. c. voltages were measured and reset if necessary; the (voltage) pulse height needed to actuate the  $N$  circuits was measured and the bias reset if necessary, using a step-function generator and attenuator designed by M. L. SANDS (Los Alamos «Model 100»); the neutron counting rate with the source in a standard position was measured; the slope of the counting rate versus voltage curves of the  $A$ ,  $B$ , and  $C$  trays was determined, by measuring rates at 25 volts above and below the operating voltage. At weekly, later semi-monthly intervals, the individual G-M tubes were checked, by observation of pulse heights on an oscilloscope, and the circuits were given a complete time calibration, using a «multiple trigger» circuit designed by SANDS that provides three pulses whose time of occurrence with respect to a trigger pulse can be varied independently and continuously. In checking the starting and stopping times of the long neutron coincidence gates, one of the three artificial pulses was used to trigger the step-function generator which in turns drove the  $N$  counter amplifier. The main purpose of this time calibration was to check the proper functioning of the circuits; the gate lengths were, of course, reset if necessary.

### 3. — The Measurements.

Extensive measurements were made in two locations—in the attic room with thin wooden roof at St. Louis in which the previous measurement <sup>(1,2)</sup> had been made (about 170 m above sea-level) and in the sub-basement of the Southwestern Bell Telephone Company building in St. Louis, under an inhomogeneous cover of earth and reinforced concrete. After completion of the subterranean measurements, the apparatus was returned to the attic room for a test of the reproducibility of the data. All the rates checked to better

than 10 percent. In the following summary, data obtained in the attic in the two periods are lumped together. The underground data were obtained between July 26 and December 27, 1949; the sea-level data between May 20 and July 19, 1949 and between April 27 and June 14, 1950. Table I shows

TABLE I. — *Corrected Neutron Coincidence Rates.*

Configuration	Duration	Neutrons associated with stoppings, ( $AB - C : N$ )	Neutrons associated with penetrations, ( $ABC : N$ )
A) <i>Near Sea-Level:</i>			
Filter in, Absorber in	331.02 h	$0.956 \pm 0.054/\text{h}$ (315)	$1.861 \pm 0.071/\text{h}$ (691)
Filter in, Absorber out	142.0 h	$0.0175 \pm 0.0122/\text{h}$ (3)	$0.515 \pm 0.068/\text{h}$ (94)
Filter out, Absorber in	518.13 h	$1.275 \pm 0.050/\text{h}$ (655)	$1.651 \pm 0.055/\text{h}$ (916)
B) <i>Underground:</i>			
Filter in, Absorber in	731.53 h	$0.158 \pm 0.015/\text{h}$ (116)	$0.288 \pm 0.020/\text{h}$ (223)
Filter in, Absorber out	439.51 h	$0.0131 \pm 0.0056/\text{h}$ (6)	$0.101 \pm 0.016/\text{h}$ (52)
Filter out, Absorber in	1080.65 h	$0.235 \pm 0.016/\text{h}$ (256)	$0.326 \pm 0.018/\text{h}$ (377)
Filter out, Absorber out	323.9 h	$0.0086 \pm 0.0053/\text{h}$ (3)	$0.058 \pm 0.016/\text{h}$ (26)

the corrected neutron coincidence rates for various configurations; the number in parentheses is the number of observed counts from which the rate is computed. The correction consists in subtracting from this number the expected number of casuals, computed from the concurrently measured ( $ABC$ ), ( $AB - C$ ), and ( $N$ ) rates, the gate lengths, and the durations of the runs. The errors indicated are estimated statistical standard deviations, obtained by dividing the square root of the uncorrected number of counts by the duration<sup>(\*)</sup>. In all cases where the corrected rate is large compared to the estimated error, the correction for casuals is small; the highest fractional value it ever attains for any entry in the Table is 28 percent for the ( $ABC : N$ ) rate underground without filter and without absorber.

To make absolutely sure that the «neutron» coincidences were due to neutrons, some time was spent, at both locations, taking data with 1 mm Cd sheaths slipped over the  $N$  counters. Just as in the earlier work, the handful of neutron coincidences obtained agreed statistically with the computed expected number of casuals.

Some measurements were also made with the geometry used previously<sup>(\*)</sup>.

(\*) R. D. SARD and A. SARD: *Rev. Sci. Inst.*, **20**, 526 (1949).

in which there was no paraffin in the telescope. The results obtained are shown in Table II.

TABLE II. — *Corrected Neutron Coincidence Rates with Paraffin Barrier Absent from Telescope.*

Configuration	Duration	Neutrons associated with stoppings, $(AB - C : N)$	Neutrons associated with penetrations, $(ABC : N)$
<i>A) Near Sea-Level:</i>			
Filter in, Absorber in	139.92h	$1.256 \pm 0.093/\text{h}$ (170)	$2.653 \pm 0.138/\text{h}$ (374)
Filter in, Absorber out	281.34h	$0.0146 \pm 0.008/\text{h}$ (5)	$1.177 \pm 0.064/\text{h}$ (336)
<i>B) Underground:</i>			
Filter in, Absorber out	208.56h	$0.0138 \pm 0.0083/\text{h}$ (3)	$0.159 \pm 0.029/\text{h}$ (37)

#### 4. — The Sea-Level Results.

It is of interest to compare the sea-level results with those obtained previously is the same location. The rates shown in Table II.A are directly comparable with those of reference 2, the apparatus used differing only in the increased neutron detecting efficiency. The changes from one configuration to the other are seen to be consistent with the earlier figures within the statistical uncertainties.

The only difference between the configurations of Table I.A and those of Table II.A is that for the former the paraffin barrier was in place in the double-coincidence telescope. The sensitivity of the apparatus to neutrons originating in the filter above the telescope was thereby reduced about 2.2 times, and the anticoincidence rates,  $(AB - C)$ , with the Pb filter in place, were reduced toward those expected from meson stoppings alone. Note that insertion of the 158 gm  $^2\text{Pb}$  filter above the telescope now reduces the  $(AB - C : N)$  rate, by the factor  $0.75 \pm 0.05$ , whilst previously <sup>(2)</sup> it increased it by the factor  $1.33 \pm 0.24$ . Imposition of the filter should increase the meson stopping rate by 10 percent. The larger increase in  $(AB - C : N)$  with the old geometry presumably represented a transition effect of nuclear interactions in the filter. In the new geometry interactions in the filter have much less chance of giving rise to  $(AB - C : N)$  events, and the decrease in the  $(AB - C : N)$  rate can be understood as the cutting out

by the filter of protons and electron-photon showers <sup>(7)</sup> that otherwise produce  $(AB - C:N)$  events in the absorber. In this connection, it is now known that the flux of moderate energy protons is greatly reduced by imposition of a filter such as ours <sup>(8)</sup>.

The apparent mean number of neutrons per negative meson stopped is

$$\frac{0.96 \pm 0.05}{1.11 \cdot 60 \cdot 0.45 \cdot (0.72 \pm 0.14) \cdot 10^{-2}} = 4.45 \pm 0.9,$$

where the factor 0.45 results from an assumed positive excess of 20 percent. Processes other than  $\mu$ -meson capture that lead to  $(AB - C:N)$  events are expected to give higher neutron multiplicity, so we conclude that the figure just arrived at is a rough upper bound on the true neutron multiplicity from meson capture.

## 5. - The Shielding at the Underground Site.

To interpret the data obtained underground, it is necessary to know the amount and distribution of the material above the apparatus. The telescope was 8.5 m below the level of the street, near the retaining wall of the building. On the other side of this retaining wall was solid earth, up to the level of the street. This earth shielding covered about 40 percent of the azimuth of the telescope. The other 60 percent was covered by the building, which had 31 floors, each of about  $58 \text{ g cm}^{-2}$  reinforced concrete. However, some of the more oblique rays accepted by the telescope did not pass through the whole height of the building. In addition, after a good part of the underground data had been obtained, it was discovered that there was a chink in our armor near the zenith, in the form of an air vent almost directly in line with the axis of the telescope. Though this opening subtended a solid angle of only  $6 \cdot 10^{-3}$  steradians, and though the not so well filtered oblique rays made only a small contribution to the telescope counting rate, it was deemed wise to carry out a detailed numerical computation of the attenuation to be expected in the  $(AB)$  rate.

As the first step, the effective area of the  $B$  tray was determined for various directions of the incoming particle. This area is equal to the full area only for vertical rays. It falls off as the obliquity increases, becoming zero for obliquities greater than  $45^\circ$ . At zenith angles between  $0^\circ$  and  $45^\circ$ , it has a complicated azimuthal dependence because of the rectangular shape of the  $A$

<sup>(7)</sup> Unpublished cloud-chamber results of E. J. ALTHAUS.

<sup>(8)</sup> T. C. MERKLE Jr., E. L. GOLDWASSER and R. B. BRODE: *Phys. Rev.*, **79**, 926 (1950).



and  $B$  trays. The effective area was determined empirically, using parallel light, an opaque screen with a rectangular hole corresponding to the  $A$  tray, and a screen corresponding to the  $B$  tray. On this second screen the boundary of the illuminated area was traced, and the included area was then measured with a planimeter.

As a check on the numbers obtained, they were used to calculate the proportionality coefficient relating the telescope counting rate and the intensity in the vertical direction, a  $\cos^2\theta$  zenithal distribution being assumed. The result is  $67.6 \text{ cm}^2 \text{ steradian}$ . The observed ground level rate of penetrating particles ( $ABC$ ) with filter on, absorber in, corresponding to minimum range of  $142 \text{ g cm}^{-2}$  air equivalent) of  $30.77 \text{ min}^{-1}$  thus corresponds to  $I_e = 7.6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sterad}^{-1}$ , agreeing within 5 percent with the  $8.0 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sterad}^{-1}$  read from Rossi's meson range spectrum (<sup>4</sup>).

The drawings of the building were then used to determine graphically the number of  $\text{g cm}^{-2}$  of material traversed by particles moving in the various directions accepted by the telescope. The average density of the reinforced concrete floors was taken to be  $2.85 \text{ g cm}^{-3}$ , that of the earth outside the retaining wall,  $2.67 \text{ g cm}^{-3}$ . Azimuthal averages were carried out for the building and earth sides respectively.

As a check on these range figures, they were used in a calculation of the attenuation of the  $\mu$ -meson component in descending to the underground site. It was assumed that Rossi's sea-level range spectrum (<sup>4</sup>) applied for all the directions considered; from it, attenuation factors corresponding to the path lengths in the various directions were computed. A numerical integration was then carried out, assuming a  $\cos^2\theta$  distribution at sea-level. The result was an expected reduction factor of 2.7, in excellent agreement with the observed factor of 2.6 for penetrating particles. In terms of the meson range spectrum used, these reduction factors correspond to effective depths below sea-level of  $1.20 \cdot 10^3$  and  $1.14 \cdot 10^3 \text{ g cm}^{-2}$  air respectively.

In carrying out these measurements at two different depths, our aim was to separate in the  $(AB - C:N)$  rates the neutron production by stopped negative  $\mu$ -mesons from the neutron production in all other processes leading to anticoincidence  $(AB - C)$ . Let us designate the particles or groups of particles other than  $\mu$ -mesons that produce  $(AB - C:N)$  events by the term «soft  $N$ -particles» (<sup>9</sup>). As an unexpected by-product of these measurements, it was found (see below) that an appreciable fraction of the underground neutron shower rate,  $(ABC:N)$ , must be ascribed to fast  $\mu$ -mesons. To distinguish between this source of  $(ABC:N)$  events and all others, let us designate the particles or groups of particles other than  $\mu$ -mesons which produce  $(ABC:N)$

(<sup>9</sup>) B. ROSSI: *Rev. Mod. Phys.*, **20**, 537 (1948).

events by the term «hard  $N$ -particles». Estimates of the attenuation of the soft and hard  $N$ -components were made as follows:

A strongly peaked directional distribution of the form  $\exp [-1000/125 \cos \theta]$  at sea-level was assumed for the  $N$ -component. This is consistent with observations <sup>(10)</sup> at mountain altitude on the directional distribution of the charged particles producing nuclear interactions. The attenuations on the various paths were computed on the assumption of an exponential range distribution, characterized by an effective absorption length,  $\lambda$ . These attenuation factors were then integrated numerically over the opening of the telescope to get the attenuation factors for the  $(AB)$  rates. The results are given in Table III.

TABLE III. — *Calculated Attenuation Factor for the  $N$ -Component.*

Absorption length, $\lambda$ in $\text{g cm}^{-2}$ . . . . .	150	200	300	500
Attenuation factor of the telescope coincidence rate . . . . .	72	60	25	9.1

For the soft  $N$ -component, photo-plate evidence <sup>(11)</sup> supports the assumption of exponential absorption, with  $\lambda = 150 \div 200 \text{ g cm}^{-2}$  earth-concrete. For the hard  $N$ -component, a more pronounced transition effect is to be expected; however, an apparent absorption length computed from measurements on both sides of the transition maximum should give a conservative estimate of the attenuation. The absorption length  $\lambda$  could be anywhere in the range 150 to 500  $\text{g cm}^{-2}$ , though the upper limit quoted <sup>(12)</sup> might be considered unduly conservative. It seems reasonable to conclude that at our underground site, the soft  $N$ -component is attenuated at least  $60\times$ , the hard  $N$ -components at least  $9\times$ .

## 6. — The Underground Results.

The rates observed underground (Tables I.B, II.B) have the same general features as those observed at ground level, though there is a suggestion that the  $(ABC:N)$  rate may be decreased slightly, rather than increased slightly, by the imposition of the filter. The most striking result is that *neither the*

<sup>(10)</sup> E.g. W. D. WALKER: *Phys. Rev.*, **77**, 686 (1950); R. H. BROWN *et al.*: *Phil. Mag.*, **40**, 862 (1949).

<sup>(11)</sup> See G. BERNARDINI, G. CORTINI and A. MANFREDINI: *Phys. Rev.*, **76**, 1792 (1949), which summarizes the work done on this problem.

<sup>(12)</sup> R. H. REDIKER and H. S. BRIDGE: *Phys. Rev.*, **79**, 206A (1950).

$(AB - C; N)$  rate nor the  $(ABC; N)$  rate is reduced to negligible proportions by the move underground.

Comparison of the  $(AB - C; N)$  rate with the  $(AB - C)$  Pb difference shows that the mean neutron multiplicity per stopping is considerably reduced as compared with ground level. With the filter on, the  $(AB - C)$  Pb difference is  $0.384 \text{ min}^{-1}$ , yielding an apparent mean number of neutrons per negative meson stopped of

$$\frac{0.158 \pm 0.015}{0.384 \cdot 60 \cdot 0.45 \cdot (0.72 \pm 0.14) \cdot 10^{-2}} = 2.12 \pm 0.46,$$

as compared with the  $4.45 \pm 0.9$  found at ground level. The large decrease in apparent multiplicity supports the view that the contribution of the soft  $N$ -component is greatly reduced at the underground site.

It is gratifying that the figure  $2.1 \pm 0.5$  comes so close to the  $1.9 \pm 0.2$  found subsequently at a greater depth ( $2 \cdot 10^3 \text{ g cm}^{-2}$  of limestone, with no inhomogeneities) with apparatus designed for an absolute multiplicity measurement<sup>(5,13)</sup>. This agreement is to some extent fortuitous, as the present apparatus is not designed for an absolute determination of the rate of meson stoppings, nor for energy-independent neutron detecting efficiency, nor was a careful study made of the dependence of neutron detecting efficiency on the depth of the source in the absorber. What we should like to stress is that *under shielding which reduces the soft  $N$ -component by a factor of at least 60 there is an appreciable neutron production by filtered charged particles stopping in the Pb*. This is strong evidence in favor of the view that a sizeable portion of the  $(AB - C; N)$  rate at sea-level is due to nuclear capture of negative  $\mu$ -mesons<sup>(14)</sup>. In effect, if we assume that the underground  $(AB - C; N)$  rate with filter is due entirely to meson capture and that the soft  $N$ -component (\*) makes only a negligible contribution to the  $(AB - C)$  Pb difference at ground level, we find from the observed rates at the two depths that meson

<sup>(13)</sup> M. F. CROUCH: *Phys. Rev.*, **81**, 164A (1951).

<sup>(14)</sup> Other experiments carried out here have in the meanwhile given strong support for this view. These are, in addition to the multiplicity experiment already referred to<sup>(5,13)</sup>, a cloud-chamber experiment in which stopped mesons are identified by their ionization density (E. J. ALTHAUS: *Bull. Am. Phys. Soc.*, **25**, 6, 4 (1950)); and an experiment using magnetized iron lenses to separate stopping negative mesons from protons and electrons (A. M. CONFORTO and R. D. SARD, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **26**, 1, 48 (1951)). These two experiments show, incidentally, that the fractional contribution of stopped mesons to the  $(AB - C; N)$  rate depends strongly on the geometry, being larger when there is considerable filtering above the absorber.

(\*) *Note added in proof*: The assumption that the soft  $N$  component makes only a negligible contribution to the  $(AB - C)$  Pb difference under  $158 \text{ g cm}^{-2}$  Pb filtering implies, on the basis of our data, a high mean neutron multiplicity from the soft  $N$  component. However, even if this multiplicity is as low as 6, the fractional contribution of  $\mu$ -meson capture in the Pb absorber to the sea-level  $(AB - C; N)$  rate

capture in the Pb absorber accounts for  $(48 \pm 5)$  percent of the ground-level  $(AB - C; N)$  rate with filter on and paraffin barrier in place.

It is noteworthy that imposition of the Pb filter reduces the  $(AB - C; N)$  rate, just as it does at ground level. The reduction is by a factor of  $0.64 \pm 0.09$ , while the expected decrease in the meson stopping rate <sup>(4)</sup> is only by a factor of 0.87. Thus in the absence of the filter there is a noticeable production of disintegration neutrons by a soft radiation; this radiation may well consist in part of electrons and photons secondary to the fast  $\mu$ -mesons <sup>(7)</sup>. The intensity of this filterable  $(AB - C; N)$  rate relative to that of the penetrating component,  $(ABC)$ , is down by a factor  $3.0 \pm 1.5$  relative to sea-level.

In connection with the  $(ABC; N)$  events, it should be noted that the underground rate in the absence of both Pb filter and Pb absorber (fourth line of Table I.B) is almost certainly greater than zero. This suggests neutron showers from the dense material overhead. Our ground-level observations with this configuration (not tabulated) were not lengthy enough to establish whether or not the rate differs from zero there; it is certainly negligible compared to the rates with Pb. Underground, this is no longer the case, a fact which introduces some ambiguity into a direct comparison of the  $(ABC; N)$  rates at the two depths. One must compare differences between the  $(ABC; N)$  rates for different configurations. Thus the  $(ABC; N)$  rate with filter in, absorber in minus the  $(ABC; N)$  rate with filter in, absorber out is a possible measure of the frequency of neutron showers in the Pb absorber. The figures of Table I give an attenuation factor of

$$\frac{(1.861 \pm 0.071) - (0.515 \pm 0.068)}{(0.288 \pm 0.020) - (0.101 \pm 0.016)} = 7.20 \pm 1.11.$$

One can form a similar difference, using the rates without filter, obtaining  $6.16 \pm 0.59$ . This confirms what is directly evident from the data of Table I, that imposition of the  $158 \text{ g cm}^{-2}$  Pb filter has but a slight effect on the  $(ABC; N)$  rate at either location. Comparing these attenuation factors with the computed values for the  $N$ -component (Table III), we conclude that either, *a*) there is appreciable production of neutrons by fast  $\mu$ -mesons passing through Pb, or *b*) the attenuation of the hard  $N$ -component at the underground site corresponds to an effective absorption length  $> 500 \text{ g cm}^{-2}$ . The second possibility seems unlikely, but cannot be absolutely excluded <sup>(15)</sup>.

The attenuation factors for the  $(AB - C; N)$  Pb differences are about the

---

is 38 %. Strictly speaking, if we regard both the soft  $N$  contribution to the  $(AB - C)$  Pb difference and the soft  $N$  neutron multiplicity as unknowns, then our data do not suffice to determine the fractional contribution of  $\mu$ -meson capture to the sea-level  $(AB - C; N)$  rate.

<sup>(15)</sup> The observations of CROUCH at greater depth (ref. 5) have since confirmed hypothesis (*a*). An account of this work is being prepared for publication.



same as those just evaluated for  $(ABC:N)$ . In effect the figures of Table I give the ratio  $6.47 \pm 0.80$  for the rates with filter and  $5.64 \pm 0.48$  for the rates without. This parallelism tempts one to infer that the  $(AB-C:N)$  and  $(ABC:N)$  events have a common origin. However, the observed attenuation factors rule out  $\mu$ -mesons as the exclusive source, while, on the other hand, it is hard to see how the soft  $N$ -component could be attenuated by only a factor of 6 at the site used. The large decrease in apparent multiplicity in going underground also argues against this view. We consider it more likely that, for both  $(AB-C:N)$  and  $(ABC:N)$ , mixtures of different mechanisms are involved<sup>(16)</sup>. Thus, at ground-level, the  $(AB-C:N)$  effect with filter is due partly to  $\mu$ -meson capture, partly to low-energy nuclear interactions produced by nucleons and photons; underground, it is due entirely to  $\mu$ -meson capture. At ground-level, the  $(ABC:N)$  effect is due mainly to fairly energetic showers, but there is probably some contribution from fast  $\mu$ -mesons; underground, there is an appreciable contribution from fast  $\mu$ -mesons. The depth of the underground site is apparently not sufficient to eliminate completely the hard  $N$ -component. We are therefore not in a position to evaluate from our data the average cross-section-multiplicity product for the production of neutron showers by fast  $\mu$ -mesons.

## 7. — Comparison with Other Experiments.

In connection with a cloud-chamber study of neutron production at mountain altitude<sup>(17)</sup>, W. B. FOWLER has carried out a counter experiment<sup>(18)</sup> similar to the one described here, yielding comparative rates at 680 g cm<sup>-2</sup> air (Climax, Colorado) and St. Louis (1013 g cm<sup>-2</sup>). In his experiment the filter and absorber are each 115 g cm<sup>-2</sup> Pb. There is no paraffin barrier between the filter and absorber, but the topmost tray of the fourfold coincidence telescope is guarded by four anticoincidence counters at the sides and has an 11.3 g cm<sup>-2</sup> Pb slab immediately beneath it. These extra features should discriminate against side showers and interactions of the soft  $N$  component in the filter. With this apparatus, the attenuation factor from Climax to St. Louis was found to be  $6.2 \pm 0.7$  for the  $(AB-C:N)$  Pb difference and  $13.8 \pm 2.6$  for the  $(ABC:N)$  Pb difference. The  $(AB-C)$  Pb difference is reduced by a factor of 2.8, the  $(ABC)$  rate by a factor of 2.1. These ratios support the view that at sea-level roughly half of the  $(AB-C:N)$  events with filter are

<sup>(16)</sup> The cloud-chamber observations of ALTHAUS (ref. 7) have since directly established this point.

<sup>(17)</sup> E. C. FOWLER, J. C. STREET, W. B. FOWLER and R. D. SARD: *Phys. Rev.*, **78** 323A (1950); W. B. FOWLER, R. D. SARD, E. C. FOWLER and J. C. STREET: *Phys. Rev.*, **78**, 323A (1950).

<sup>(18)</sup> W. B. FOWLER: *Phys. Rev.*, **79**, 178 (1950).

due to  $\mu$ -meson capture, while most of the  $(ABC:N)$  events must be due to the hard  $N$  component. Because of the different geometrical arrangement in the two experiments, an attempt to fit together quantitatively the rates at the three depths does not seem worthwhile.

GEORGE and EVANS<sup>(19)</sup> have recently reported the observation, in electron-sensitive photo-plates exposed at depths ranging from 20 to 60 m water equivalent, of nine stars with one minimum ionization track near the upward vertical and one or more minimum ionization tracks in the lower hemisphere. Their analysis shows that these events are almost certainly interactions of fast  $\mu$ -mesons. The connection with our underground  $(ABC:N)$  events is obvious. Our evidence for a contribution to the  $(ABC:N)$  rate by fast  $\mu$ -mesons is to be considered a confirmation of their finding.

COCCONI and TONGIORGI-COCCONI<sup>(20)</sup> have recently observed groups of neutrons from a Pb block at various depths under water. The dependence on depth is similar to that of the hard component, indicating direct or indirect production of neutrons by fast  $\mu$ -mesons. Our result for  $(ABC:N)$  speaks for the occurrence of direct production.

## 8. - Conclusions.

With the geometry shown in Fig. 1, about half of the sea-level events in which a thermalized neutron is detected in association with an anticoincidence  $((AB-C:N)$  events) are due to capture of stopped  $\mu$ -mesons by Pb nuclei of the absorber.

The average number of neutrons in the energy range  $0.1 \div 10$  MeV emitted per captured meson is approximately two (in agreement with a later, more accurate determination<sup>(5,13)</sup>).

Underground ( $1200 \text{ g cm}^{-2}$  air equivalent) there exists a radiation capable of producing  $(AB-C:N)$  events that is filtered out by  $158 \text{ g cm}^{-2}$  Pb placed above the telescope. This radiation probably consists in part of electron-photon showers produced in the material overhead by fast  $\mu$ -mesons.

The appreciable rate of occurrence underground of events in which a neutron is detected in association with a penetration  $((ABC:N)$  events) indicates production of neutrons in collisions of fast  $\mu$ -mesons with Pb nuclei, though the underground site used is not deep enough to make the evidence inescapable. In the meanwhile, the photo-plate evidence of GEORGE and EVANS<sup>(19)</sup> has established the occurrence of nuclear interactions of fast  $\mu$ -mesons.

<sup>(19)</sup> E. P. GEORGE and J. EVANS: *Proc. Phys. Soc., A*, **63**, 1248 (1950).

<sup>(20)</sup> G. COCCONI and V. TONGIORGI-COCCONI: *Bull. Am. Phys. Soc.*, **26**, 1, 48 (1951).

On the basis of W. B. FOWLER's sea-level - mountain comparison, most of the sea-level ( $ABC; N$ ) events are not due to fast  $\mu$ -mesons.

## 9. — Acknowledgements.

The underground measurements were made possible by the kindness of the Southwestern Bell Telephone Company, which provided space and power. We are particularly grateful to Mr. H. P. LAWTHORP for arranging the accommodation, and to Mr. R. L. BURNS and his staff for their friendly cooperation.

We want to thank Mr. J. D. MILLER for his continued help with the electronics, and Mr. JACK DAVIDSON for assistance in taking some of the data.

---

## RIASSUNTO (\*)

Si riportano ulteriori misure di neutroni di disintegrazione prodotti in Pb da particelle cariche dei raggi cosmici che si fermano nel Pb (eventi  $(AB - C; N)$ ) o che attraversano il Pb (eventi  $(ABC; N)$ ). Per distinguere i differenti meccanismi che generano questi eventi, fu usata la stessa apparecchiatura in due luoghi differenti, uno presso il livello del mare e l'altro nello scantinato di un grattacielo ad una profondità di  $1200 \text{ g cm}^{-2}$  d'aria equivalente sotto il livello del mare. A questa profondità la radiazione generatrice di stelle dovrebbe essere attenuata almeno 60 volte, la radiazione generatrice di sciame penetranti almeno 9 volte. Invece sia gli eventi  $(AB - C; N)$  che gli eventi  $(ABC; N)$  si riducono dello stesso fattore di  $\sim 6$ . Se ne conclude che col filtro di  $158 \text{ g cm}^{-2}$  di Pb sopra il telescopio tutti gli eventi  $(AB - C; N)$  prodottisi sotto terra e circa la metà di quelli prodotti al livello del mare sono dovuti alla cattura di mesoni  $\mu$  negativi che si arrestano nell'assorbitore di Pb sotto il telescopio. La molteplicità media dei neutroni per mesone negativo arrestato risulta di  $\sim 2$ . Il persistere degli eventi  $(ABC; N)$  sotto terra depone a favore della produzione di neutroni da parte di mesoni  $\mu$  veloci, per quanto la profondità del luogo di sperimentazione non sia sufficiente a rendere certa questa conclusione. Un confronto coi dati di W. B. FOWLER ricavati con contatori mostra che praticamente nessuno degli eventi  $(ABC; N)$  registrati al livello del mare può essere attribuito a mesoni  $\mu$  veloci; sotto terra, invece, il contributo mesonico è apprezzabile. In ambo i luoghi la rimozione del filtro di Pb posto sopra il telescopio fa aumentare il numero degli eventi  $(AB - C; N)$ ; è probabile che parte di questa radiazione molle generatrice di neutroni consista in sciame di elettroni-fotoni secondari dei mesoni veloci.

---

(\*) Traduzione a cura della Redazione.

## The Wire Method of Loading Nuclear Emulsions.

G. MEULEMANS (\*), G. P. S. OCCHIALINI (+) and A. M. VINCENT (°)

(Ricevuto il 19 Aprile 1951)

**Summary (\*\*).** — The Authors expose a new technique for the study in photographic plates of the events produced in an element or group of elements normally not forming part of the emulsion.

(\*\*) *Editor's care.*

---

In many nuclear physics and cosmic ray problems it is of interest to study the events produced in an element or group of elements which do not normally form part of the emulsion, or to be able to recognize at once the elements in which certain events occur.

The normal way of loading is to introduce the element in the form of one of its soluble salts (e.g. Bo, Bi, Li) during the manufacture of the emulsion or by soaking the dryd emulsion with a solution containing the element. The choice of the elements which can be introduced into the plate, in this way, is limited by the chemical properties of the emulsion, and considerable difficulties in the processing may result from the loading <sup>(1)</sup>. The study of the events produced in the foreign element then involves a statistical comparison of data from a loaded and unloaded plate.

A more direct method is to sandwich a thin foil of the material between two emulsions, marking them with X-rays in the usual way <sup>(2)</sup>. This has the

---

(\*) Brussels, Centre de Physique Nucléaire.

(+) Genova, Istituto di Fisica dell'Università.

(°) Ilford Ltd. London.

<sup>(1)</sup> E. PICCIOTTO: *Compt. Rend.* (Mars 1948); E. BRODA; *Nature*, **160**, 231 (1947); *Journ. of Scient. Instruments*, **24**, 136 (1947).

<sup>(2)</sup> W. J. BATES and G. P. S. OCCHIALINI: *Nature*, **161**, 473 (1948).



advantage that all events originating in, or just outside, the surface can be directly attributed to the element in question <sup>(3)</sup>, but the disadvantage of a high loss of tracks due to the unfavorable geometry, and a not inconsiderable labour in tracing the two halves of an event by means of the X-ray grid.

Clearly the best geometry is obtained with the foreign element suspended in the emulsion in a microscopically visible form, ideally in grains of dimensions of a few microns. This was done in the case of carbon, by the use of fine diamond dust <sup>(4)</sup>. An approximation to this ideal is the method of thin wires. Many substances can be obtained in wires or threads down to a few microns thickness which, when suitably extended and held in position in the emulsion, will provide a grid on which to look for the desired events. The geometry of this arrangement is superior to that of the foils, but inferior to that of the grains. The advantage of this method is that scanning is more rapid, being merely a survey along the lines of the wires instead of a field by field search throughout the depth of the emulsion.

In this note we give a preliminary report on the applications of this technique. The emulsion is poured upon a glass plate over which is fixed a grid of parallel wires under tension. Preliminary trials with Thorium deposited on nylon and platinum enabled us to check the straightness of the alpha particles tracks, and contrary to what might have been expected, there was no catastrophic distortion of the emulsion around the wires.

Plates 200 microns thick, carrying grids of platinum wire of diameter 30 microns, spaced every 1 millimeter, were exposed at the Pic du Midi. In each of these plates, whose area was  $4'' \times 4''$ , there were  $2.1 \cdot 10^{22}$  atoms of silver,  $2.06 \cdot 10^{22}$  atoms of bromide, and  $0.046 \cdot 10^{22}$  atoms of platinum. Taking in account the high atomic number of platinum, and the increased rate of scanning made possible by the concentration of the element into narrow wires, the actual number of stars in the platinum, is of the same order as that found in silver bromide for the same time of scanning with a field of diameter of, say 500  $\mu$ , with the advantage of identification of the element concerned, but the disadvantage of a certain loss of tracks within the wires.

Measurements of the distortion of tracks in these plates have been made. In the immediate vicinity of the wires there is a marked increase of the distortion, the effect depending on the position and inclination of the tracks. This local distortion becomes negligible at a distance of roughly 30 microns from the wire. That this method is already capable of producing material for precision

---

<sup>(3)</sup> J. B. HARDING: *Nature*, **163**, 440 (1949); P. E. HODGSON: *Phil. Mag.*, **42**, 324, pg. 82 (1951); M. MERLIN: private communication.

<sup>(4)</sup> W. BERRIMAN Kodak Ltd.; C. WALLER Ilford Ltd.

measurements, is shown by the fact that high energy tracks are found passing through several wires without change in direction, and associated tracks can be detected of whose horizontal projections the point of concurrence can be determined to within one or two microns by drawing tangents to their directions at a distance of 30 microns from the wire. In a more recent batch of plates, the distortion has been further reduced by improvement in the way of supporting the wires. Fig. 1 shows an example of a proton track passing through one of the wires.

Many applications of this technique in the field of nuclear physics are obvious. In cosmic ray work we have a whole range of events in which it is

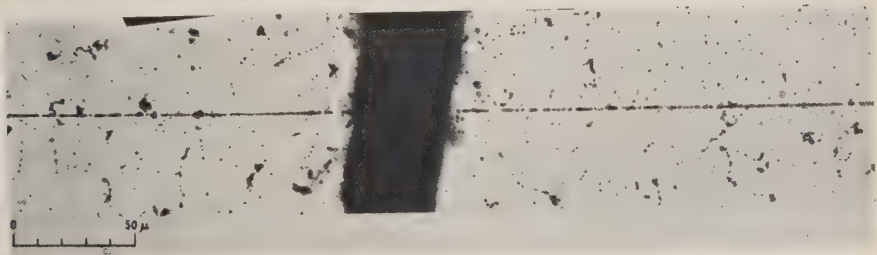


Fig. 1.

interesting to study the  $Z$  dependance, such as  $\sigma$ -meson disintegrations, stars, meson production, cross section for production of  $\gamma$ -ray pairs and of giraffes, and so on. The method can be very fruitful in the study of the scattering and energy loss of fast particles, in known elements. It is in fact analogous to the cloud chamber with lead plates, on a very much reduced scale.

While continuing the cosmic ray exposures with wires of heavy elements, exposures are also being made using the same technique with light elements. Nylon and silk threads are used without detrimental effect on the emulsion or the development, and their transparency is an additional advantage, because the use of a material of refractive index near to that of the emulsion reduces the optical distortion around the wires. An extension of this method is to substitute the wires by thin capillary tubes filled with liquids or gases under pressure. This latter part of the work is being done in collaboration between the Universities of Brussels and Genoa.

This work has been possible due to the willing cooperation of Ilford Limited.

We thank Professor COSYNS and Mr. WALLER of Ilford Ltd. for their constant advice and help. We are very grateful to Mr. ALDO IGIUNI for his devoted assistance. We are indebted to Prof. HOUTERMANS and G. VANDERHAEGHE for valuable criticism and discussion.

## RIASSUNTO (\*)

Gli Autori riferiscono su una nuova tecnica per lo studio nelle lastre fotografiche degli eventi prodotti in un elemento o gruppo di elementi normalmente non appartenenti all'emulsione.

---

(\*) *A cura della Redazione.*

## NOTE TECNICHE

### Dispositivo per il controllo automatico della pressione in un impianto ad alto vuoto.

M. CHIOZZOTTO

*Laboratorio di Fisica dell'Istituto Superiore di Sanità - Roma*

(ricevuto il 23 Febbraio 1951)

**Riassunto.** — Viene descritto un dispositivo atto a pilotare automaticamente le pompe rotative destinate a produrre il vuoto preliminare necessario per il funzionamento delle pompe a diffusione in un impianto ad alto vuoto.

Il dispositivo che viene descritto è stato realizzato in questo Laboratorio allo scopo di pilotare automaticamente le pompe rotative destinate a produrre il vuoto preliminare necessario per il funzionamento delle pompe a diffusione dell'impianto acceleratore a 1100 kV.

Il dispositivo in questione ha le seguenti funzioni:

a) Avviare le pompe rotative nel caso in cui nel serbatoio di vuoto posto tra queste e le pompe a diffusione la pressione superi un certo valore prestabilito  $P_1$ .

b) Dopo un certo intervallo di tempo, sufficiente perchè nella canalizzazione tra il serbatoio di vuoto e le pompe rotative la pressione sia scesa ad un valore tollerabile, realizzare l'apertura di una comunicazione tra serbatoio di vuoto e pompe rotative.

c) Provvedere alla chiusura tra serbatoio di vuoto e pompe rotative, ed il successivo arresto di queste, quando la pressione nel serbatoio di vuoto sia scesa sotto un altro valore prestabilito  $P_2$ .

d) Realizzare nel minor tempo possibile la chiusura del serbatoio di vuoto in caso di interruzione della forza motrice e conseguente arresto delle pompe, per impedire il rientro dell'aria nell'impianto ad alto vuoto.

Infine tutte le operazioni sovraesposte possono essere realizzate mediante comandi esterni, svincolando così il funzionamento delle pompe rotative dal particolare valore della pressione esistente nel serbatoio di vuoto.

La realizzazione del dispositivo comprende:

1) Un rubinetto a comando elettrico.



- 2) Un complesso misuratore del vuoto col gruppo dei relais di pilotaggio.
- 3) Un gruppo di relais per il comando del rubinetto a comando elettrico e delle pompe.

Il rubinetto, per quanto riguarda il corpo, il pistone di chiusura, e l'elemento molleggiante a tenuta di vuoto è identico a quelli già in uso su questo impianto, ed ideati dal prof. GIULIO CESARE TRABACCHI per il microscopio elettronico. La parte aggiunta per il funzionamento automatico appare dalla fig. 1. L'asta filettata (A), che è solidale col pistone di chiusura, si avvita su

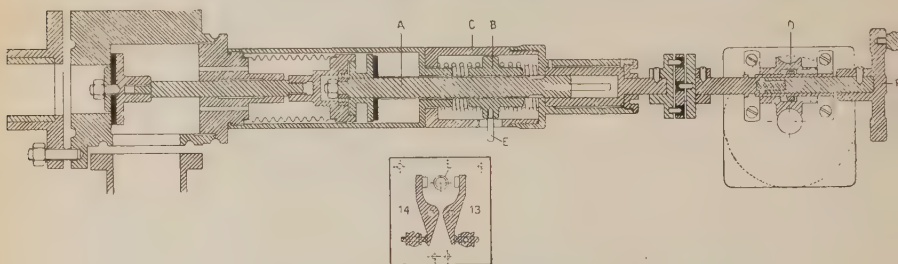


Fig. 1. - Schema del rubinetto a comando elettrico.

una ghiera (B) scorrevole entro il cilindro (C). Questa ghiera, quando l'asta (A) non è a fine corsa, è tenuta a metà del cilindro (C) da un opportuno sistema di molle bilanciate in modo da compensare anche la pressione atmosferica agente sulla testa del corpo molleggiante e tendente a portare il pistone in chiusura. Un motore a corrente continua alimentato dalle batterie che forniscono la luce di soccorso ai locali di manovra dell'impianto a 1100 kV provvede, mediante il riduttore di velocità (D) alla rotazione dell'asta filettata (A) e quindi all'avanzamento o all'arretramento del pistone. Quando questo è giunto a fine corsa, sia nel senso dell'apertura che in quello della chiusura, l'ulteriore rotazione dell'asse (A) provoca uno spostamento della ghiera (B) contro l'azione di una delle due molle che la equilibrano. Ciò permette al perno (E) solidale con la ghiera e sporgente dal cilindro (C) di aprire uno dei due contatti (13/14) provocando così l'arresto del motore. Il riduttore di velocità (D) comprende anche uno sblocco dell'asse che provoca la rotazione dell'asta (A) dal complesso degli ingranaggi, in modo che è possibile azionare direttamente il rubinetto mediante il volantino (F).

Il gruppo indicatore del vuoto e dei relais di pilotaggio comprende sostanzialmente:

- a) Un vacuometro di Pirani inserito nel serbatoio di vuoto, che pilota il dispositivo automatico.
- b) Un gruppo di relais (1) e (2) azionati da thyatron, ed un commutatore a relais pilota (3) (fig. 2).

Il circuito nel quale è inserito l'indicatore di vuoto è del tipo ormai usuale: il vacuometro di Pirani è inserito in un ramo di un ponte il quale trasforma le variazioni di pressione in variazioni di potenziale. I due nodi del ponte sono collegati alle griglie di un doppio triodo che ha funzione di voltmetro a valvola e dà le indicazioni del vuoto su un milliamperometro, munito di ripetitore sul quadro comando generale dell'impianto ad alta tensione. Nel circuito del

vacuometro il potenziale variabile preso dal nodo del ponte cui fa capo il Pirani, attraverso uno stadio di amplificazione, è portato a pilotare l'accensione di due thyatron che azionano due relais (1) e (2). Il punto d'accensione dei thyatron, e la chiusura dei rispettivi relais, viene ad essere quindi una funzione della pressione, variabile entro limiti abbastanza ampi, mediante l'opportuna regolazione delle polarizzazioni dei thyatron stessi. I due relais (1) e (2) sono collegati ad un commutatore a relais pilota (3) il quale, quando la sua bobina non è percorsa da corrente, provoca, nel modo che verrà descritto in seguito, la messa in moto delle pompe e successivamente l'apertura del rubinetto; mentre quando la bobina è percorsa da corrente provvede invece alla chiusura del rubinetto e all'arresto delle pompe.

Chiamiamo  $P_1$  e  $P_2$  i due valori della pressione ai quali si chiudono rispettivamente i relais (1) e (2). Il ciclo di funzionamento del gruppo vacuometro e relais di pilotaggio è allora il seguente:

a) Finchè la pressione nel serbatoio di vuoto è maggiore di  $P_1$  i relais (1) e (2) sono entrambi aperti, la bobina di (3) non è percorsa da corrente, e si ha quindi la messa in moto delle pompe e la successiva apertura del rubinetto.

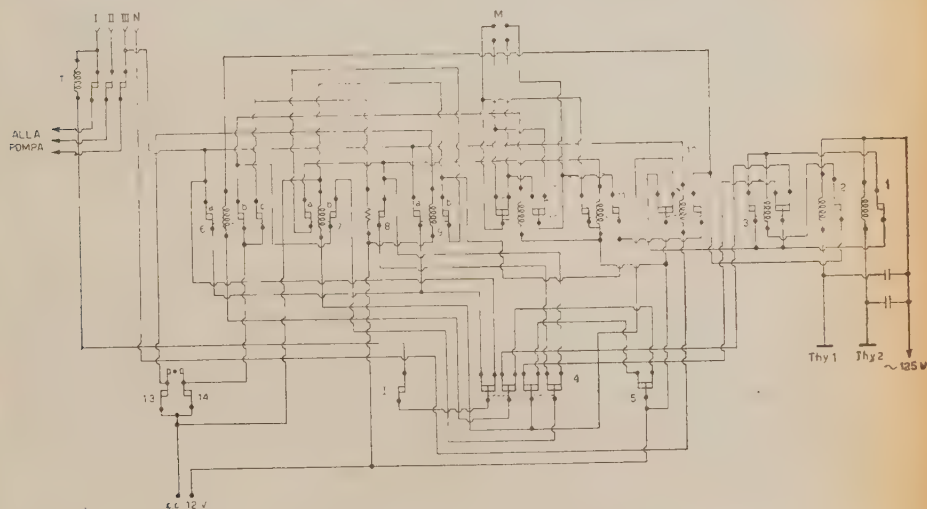


Fig. 2. - Schema dei circuiti dei relais.

b) La pressione diminuisce quindi fino al valore  $P_1$ , provocando la chiusura di (1) che non modifica però la situazione su (3), e la pressione continua quindi a diminuire nel tempo.

c) Quando la pressione ha raggiunto il valore  $P_2$  avviene la chiusura di (2) e la conseguente commutazione di (3), donde la chiusura del rubinetto e l'arresto delle pompe.

d) Successivamente, se la pressione, per esempio a causa del gas immesso nel tubo acceleratore dal funzionamento della sorgente di ioni compresso nel

serbatoio di vuoto dalle pompe a diffusione, aumenta nel tempo, il relais (2) si riapre, lasciando però invariato (3).

e) Quando la pressione è aumentata fino al valore  $P_1$ , avviene l'apertura del relais (1) e quindi la commutazione di (3); il gruppo dei relais ha così riassunto la configurazione iniziale ed un nuovo ciclo ha inizio.

Il comportamento del gruppo dei relais che pilotati dal commutatore (3) azionano il rubinetto e le pompe rotative, si ricava dalla fig. 2. Il relais (6) causa la messa in moto delle pompe e l'apertura del rubinetto tramite il commutatore (10) (che comanda il senso di rotazione del motore), il relais termico (8) (che causa il ritardo nell'apertura del rubinetto) ed il relais (11) che provoca la messa in marcia del servomotore. Ad apertura avvenuta, il rubinetto per mezzo del perno ( $E$ ) solidale alla ghiera ( $B$ ) (fig. 1), apre il contatto (14) con conseguente arresto del servomotore.

La chiusura del rubinetto e l'arresto delle pompe sono realizzate dal relais (7) tramite l'(11), mentre l'apertura del contatto (13) causata dal rubinetto a fine corsa, provoca l'arresto del servomotore e delle pompe rotative.

Nel caso di interruzione della corrente alternata che alimenta i motori delle pompe rotative, avviene l'apertura del relais (12) che aziona direttamente il relais (7) provocando quindi la chiusura del rubinetto.

Il commutatore (4) consente in una posizione il funzionamento automatico del gruppo e nell'altra il comando del rubinetto mediante il commutatore (5) e delle pompe mediante l'interruttore (1).

---

## SUMMARY

An apparatus is described which controls automatically the working of the fore-pumps in a high-vacuum system. In this apparatus a Pirani vacuum-gauge controls the starting of the pumps and the subsequent opening of a stop-cock placed in the vacuum-line between the rotary pumps and a vacuum reservoir when the pressure in the latter exceeds a certain pre-selected value, and the closing of the stop-cock and subsequent stopping of the pumps when the pressure has fallen below a second pre-selected value. The arrangement also ensures the closing of the stop-cock in case of a failure in the power-supply to the rotary pumps.

## Sulla discriminazione di particelle fortemente ionizzanti in lastre nucleari.

G. BELLIBONI e M. MERLIN

*Istituto di Fisica dell'Università, Centro di Studio degli ioni veloci del C.N.R. - Padova*

(ricevuto il 5 Marzo 1951)

**Riassunto.** — Si studia la possibilità di una discriminazione circa la natura e l'energia di particelle fortemente ionizzanti attraverso una misura combinata di angolo medio di scattering e densità di tratti vuoti (privi di grani) lungo le tracce in lastre nucleari. Con un solo grafico, nel quale sono riportate in funzione dell'angolo medio di scattering, sia la densità di vuoti per le tracce più dense che la densità di grani per le tracce più leggere, si possono discriminare le particelle sia di bassa che di alta energia. Viene considerata anche l'influenza del fading nell'applicazione del metodo.

### Introduzione.

È noto che la discriminazione delle tracce di particelle di elevata energia nelle lastre nucleari viene effettuata con misure combinate dell'angolo medio di scattering e del numero di grani per unità di lunghezza (densità di grani). Con l'aumentare della densità di grani al decrescere dell'energia, il conteggio diviene praticamente impossibile: questo fatto pone un limite all'applicabilità del metodo.

Nell'intento di abbassare tale limite è stato proposto da P. E. HODGSON<sup>(1)</sup> di sostituire al conteggio dei grani una determinazione della somma di spazi vuoti (privi di grani) per unità di lunghezza della traccia (gap-length density). A questa grandezza daremo per brevità il nome di *densità di vuoti*.

Ci è parso utile elaborare ulteriormente tale idea collegando da un lato la determinazione della densità di vuoti con quella dell'angolo medio di scattering, e tentando d'altro lato di fondere insieme i due metodi di discriminazione prospettati, attraverso la rappresenzazione in un unico diagramma, nel quale densità di grani ( $I$ ) e densità di vuoti ( $\delta_v$ ) vengono riportate su uno stesso asse, in base alla relazione che necessariamente deve intercorrere fra di esse. Tale

<sup>(1)</sup> P. E. HODGSON: *Phil. Mag.*, **41**, 725 (1950).



diagramma risulterebbe così applicabile tanto al campo delle basse che a quello delle alte energie fino al minimo di ionizzazione.

Mentre il numero dei grani sviluppati di una traccia dipende in minor misura dal particolare metodo di sviluppo, la grossezza dei grani e quindi la densità dei vuoti ne dipende fortemente. Ambedue le grandezze sono poi notevolmente influenzate dal fading, quindi dalla durata dell'esposizione delle lastre e dalle particolari condizioni ambientali. Si rende quindi necessaria una taratura con particelle di massa ed energia note per ciascun gruppo di lastre usate in una determinata esperienza. La stabilità del metodo di sviluppo all'amidolo, proposto da G. P. S. OCCHIALINI e coll. <sup>(2)</sup>, riduce al minimo le fluttuazioni fra diverse lastre di una stessa partita.

Le divergenze dovute all'azione del fading sono invece notevoli, come è dimostrato ampiamente da una serie di misure da noi fatte a tale scopo, che più avanti riportiamo.

### Taratura delle lastre.

Abbiamo scelto una serie di tracce di protoni e mesoni  $\mu$  terminanti nell'emulsione di lastre G5 Ilford, esposte in alta montagna e tenute per 18 giorni a temperatura non superiore a 0 °C e ad umidità ambiente.

Nei diagrammi della fig. 1 sono riportati in ascissa i range  $R$  determinati per queste particelle, ed in ordinata le corrispondenti lunghezze totali di spazi

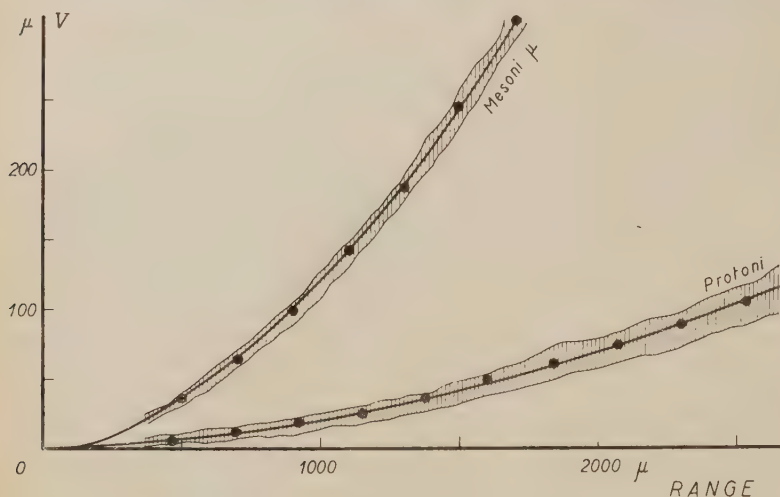


Fig. 1.

<sup>(2)</sup> C. C. DILWORTH, G. P. S. OCCHIALINI e L. VERMAESEN: *Bulletin du Centre de Physique Nucléaire de l'Université Libre de Bruxelles*, n. 13 A (1950).

vuoti  $V$ , entrambe le grandezze misurate in micron. Le linee piene danno il valore medio delle misure, mentre le zone tratteggiate delimitano le escursioni massime ottenute. Le curve si discostano notevolmente nei valori assoluti da quelle riportate da P. E. HODGSON (<sup>1</sup>). Diversità di sviluppo o fading ne sono certo la causa.

Le curve della fig. 2 rappresentano le derivate delle precedenti, contenendo sulle ordinate le densità di vuoti  $\delta_v = \Delta V / \Delta R$ , sempre colle  $R$  come ascisse.

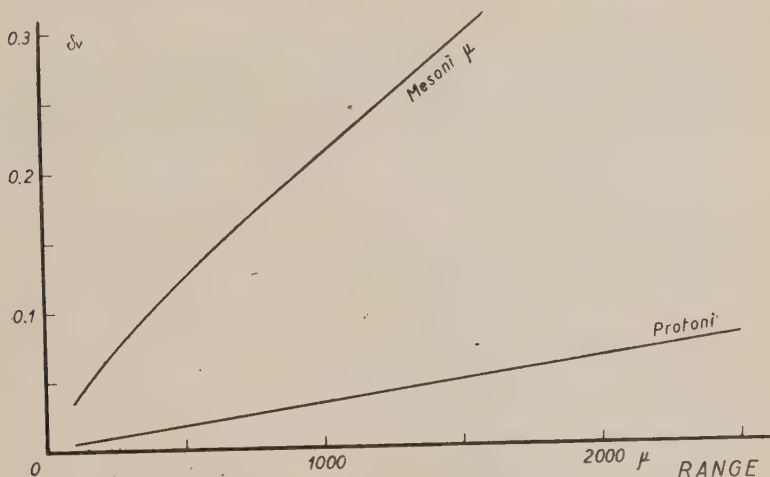


Fig. 2.

La fig. 3 rappresenta ancora le  $\delta_v$  in funzione dell'angolo medio di scattering anziché del range, la sostituzione essendo operata in base alle note relazioni fra queste due grandezze. I punti sperimentali corrispondono ai tratti pieni inferiori, contrassegnati con  $\mu_I$  e  $P_I$ , tratti valevoli per la discriminazione di particelle di bassa energia.

Per le energie elevate alla misura di densità di vuoti si sostituisce una determinazione di densità di grani.

I due metodi di discriminazione possono quindi fondersi in un solo diagramma, nel quale entrambe le grandezze in questione vengono riportate in ordinate.

Fino a che i grani sviluppati di una traccia sono ancora separati, quindi ad elevate energie, il prodotto  $I \cdot k$  ( $k$  essendo il diametro medio dei grani) esprime il totale dei tratti pieni per unità di lunghezza; i tratti vuoti si deducono per semplice differenza. Se la densità dei grani  $I$  è espressa per 100  $\mu$ , risulta

$$(a) \quad \delta_v = \frac{100 - k \cdot I}{100}.$$

Nelle nostre condizioni sperimentali è  $k = 0,70-0,75 \mu$  e la densità di grani corrispondente al minimo di ionizzazione è  $I_0 = 24$  grani per 100  $\mu$ .

Mediante la relazione (a) e sulla base delle note curve che legano l'angolo medio di scattering alla densità dei grani, per le varie particelle, abbiamo potuto tracciare nella fig. 3 i tratti pieni superiori  $\mu_{II}$  e  $P_{II}$ . Ci è parso però oppor-

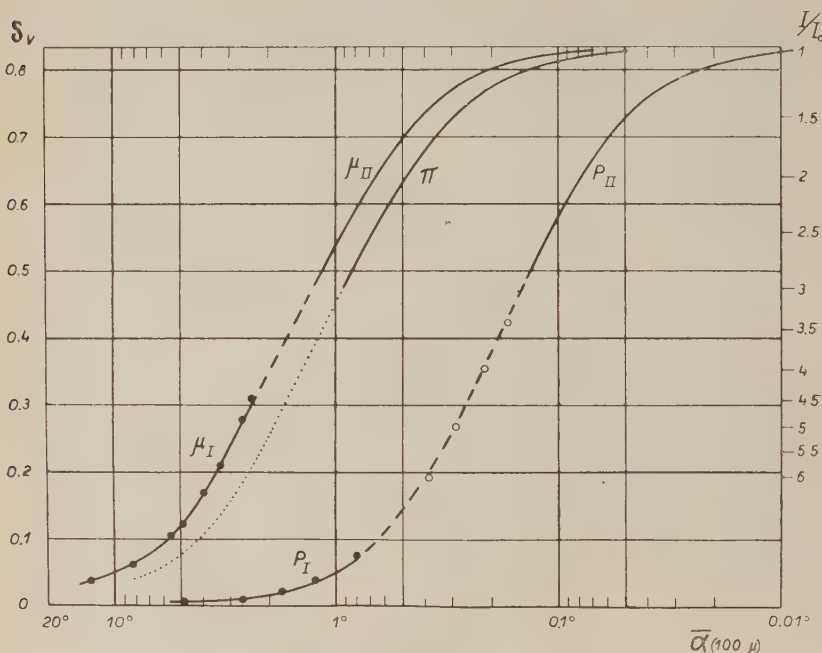


Fig. 3.

tuno sostituire alla densità di grani  $I$  il rapporto  $I/I_0$ . Abbiamo tracciato le due curve  $\mu_{II}$  e  $P_{II}$  sino ad un valore massimo  $I/I_0 = 3$ , perchè per valori superiori può iniziare la sovrapposizione dei grani e la relazione (a) non essere più valevole.

I due tratti di curva contrassegnati con  $\mu_I$  e  $\mu_{II}$  relativi entrambi a mesoni  $\mu$  si raccordano molto bene l'uno coll'altro, di modo che ci è parso legittimo riunirli in una medesima curva. Questa curva ci ha dato la possibilità di estendere la relazione fra  $\delta_v$  e  $I/I_0$  sino a  $I/I_0 \sim 6$ . I dati sono rappresentati nella curva di fig. 4.

Tale curva ci ha permesso di prolungare il tratto  $P_{II}$  (cerchietti nella fig. 3) sino a raccordare i due tratti  $P_I$  e  $P_{II}$ .

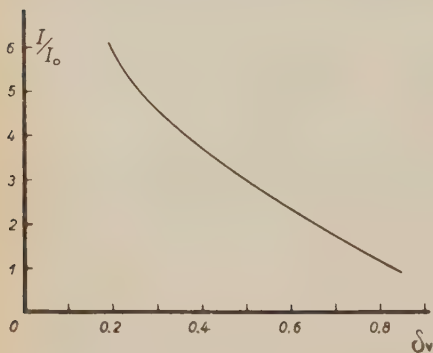


Fig. 4.

Le due curve dei mesoni e dei protoni hanno andamento pressochè parallelo. Appare quindi abbastanza plausibile una previsione del comportamento di altre particelle di carica unitaria fondata su una semplice traslazione delle curve come è stato fatto ad esempio per i mesoni  $\pi$  (curva punteggiata in fig. 3).

### Azione del fading.

Per studiare l'azione del fading alcune lastre esposte in montagna sono state conservate successivamente al livello del mare per tempi diversi e in condizioni ambientali diverse, avendo cura di svilupparle poi in modo uguale. In ciascuna lastra sono state esaminate le tracce di protoni a fine range.

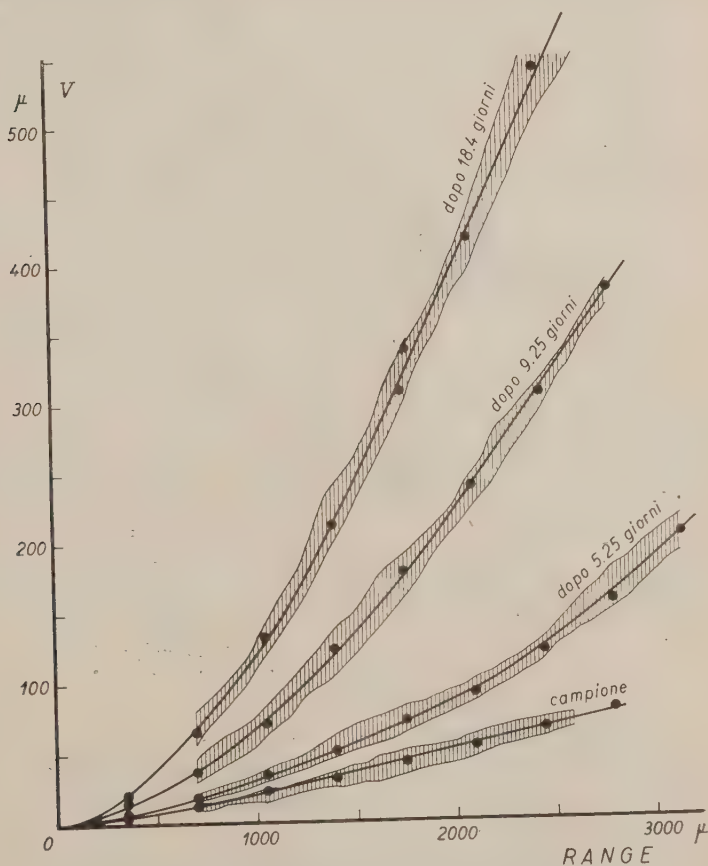


Fig. 5. - Serie lastre a 30 °C umidità 100 %.



Una prima serie di lastre è stata tenuta a 30 °C con umidità 100% per 0 e 20 giorni circa.

Una seconda serie è stata tenuta a 15 °C umidità 100% per 10, 20 e 40 giorni.

Una terza serie è stata tenuta a 5 °C umidità 30% in una debole pressione d'aria di 25 tor per 10 e 20 giorni.

I risultati delle varie determinazioni sono riportati nelle figg. 5, 6, 7 e 8:

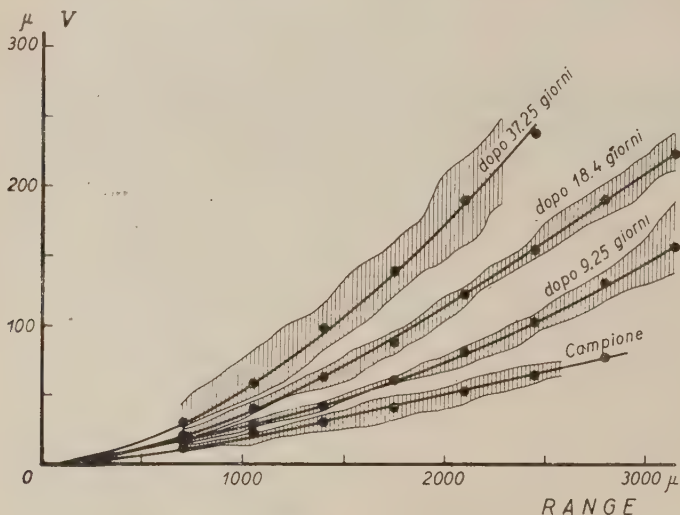


Fig. 6. - Serie lastre 15 °C umidità 100%.

le prime tre individuano le lunghezze totali  $V$  dei vuoti, la 8 le corrispondenti densità  $\delta_v$ , sempre in funzione del range.

Dall'insieme delle curve è evidente quanto l'azione del fading si faccia

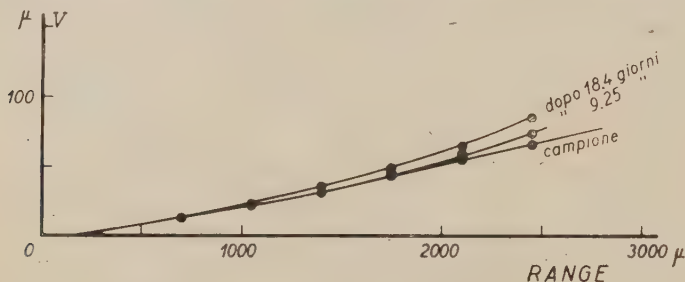


Fig. 7. - 5 °C 25 torr. umidità 30%.

sentire sulle lastre esposte in condizioni normali, mentre essa appare praticamente nulla sulle lastre tenute a bassa umidità, temperatura e pressione.

A mettere anche meglio in evidenza l'azione del fading abbiamo riportato in fig. 9 in ordinata il rapporto  $\delta/\delta_0$  fra le densità di vuoti della lastra maggiormente colpita dal fading e la densità di vuoti della lastra campione a parità

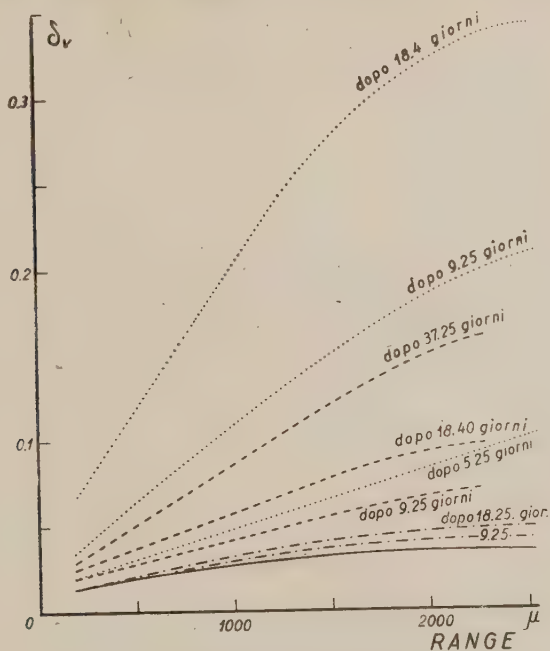


Fig. 8.

— Lastra campione; - - - - Serie a 5 °C;  
 --- Serie a 15 °C; ..... Serie a 30 °C.

di range; in ascissa il tempo. Le varie curve si riferiscono a protoni di range 350, 1000, 1750 e 2500  $\mu$  rispettivamente; da esse pure appare più chiaramente come l'azione del fading sia tanto più marcata quanto più elevata è l'energia della particella.

### Conclusione.

Il metodo qui sviluppato estende la possibilità di discriminazione delle particelle in un campo ove il conteggio dei grani è praticamente impossibile; esso è subordinato ad una taratura delle lastre in esame. Per la diseriminazione fra particelle di massa molto diversa, come protoni e mesoni di bassa energia, ad es., le esigenze per la taratura sono assai limitate e questa si può compiere rapidamente. Una taratura più accurata si richiede invece, ovviamente quando

si voglia procedere ad una discriminazione fra particelle di masse poco diverse, come i mesoni  $\mu$  e  $\pi$  a pari energia, i protoni ed i deutoni, ecc..

Il grafico costruito in base alla taratura, coi valori corrispondenti di  $\delta_0$  e di  $I/I_0$  in ordinate e dell'angolo medio di scattering in ascissa, consente la

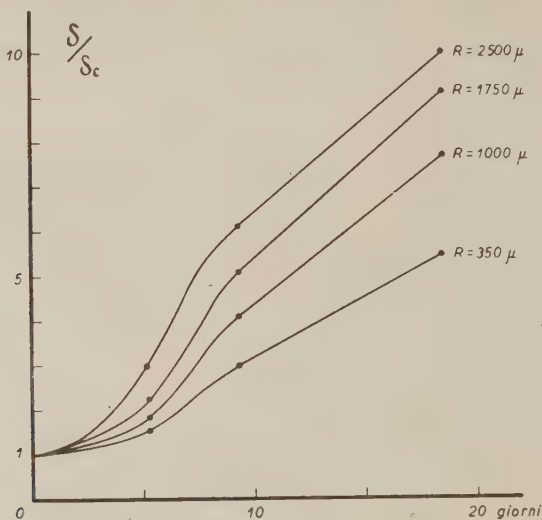


Fig. 9.

discriminazione delle particelle in ogni campo d'energia. Il metodo viene da noi largamente applicato con risultati assai soddisfacenti.

La necessità di una speciale taratura per ogni gruppo di lastre che abbiano subito un diverso trattamento complessivo è confermata dalle osservazioni relative al fading.

Si ringrazia il prof. A. ROSTAGNI per averci seguiti nel lavoro e la dott. LUCIA DE MARCO per la gentile collaborazione nelle misure effettuate.

## SUMMARY

A method is examined for studying the nature and the energy distribution of highly ionizing particles by matching measurements of mean scattering deviation and gap-length density along the nuclear plate tracks. By using only one diagram, where the gap-length density for the «black» tracks as well as the grain density for the «grey» tracks are given versus mean scattering deviation, it is possible to distinguish both high and low energy particles. The corrections to be taken into account by applying the method because of fading have also been considered.

## LIBRI RICEVUTI E RECENSIONI

P. VIGOUREUX - *Ultrasonics (Gli Ultrasuoni)*. Ed. Chapman e Hall Ltd., London, 1950, prezzo 25 scellini.

Benchè il titolo, nella sua generalità, possa far pensare ad un contenuto più vasto, questa è un'opera di argomento specializzato che tratta della generazione e propagazione di onde ultracustiche nei gas e nei liquidi, con particolare riguardo alle misure di velocità e di assorbimento.

Due capitoli descrivono brevemente i più importanti dispositivi usati per la generazione degli ultrasuoni e per le misure, ma la maggior parte del volume è dedicata alla teoria ed al suo confronto con i risultati sperimentali.

Dopo una parte generale sulla propagazione per onde piane e sulle varie cause di attenuazione nei fluidi, vengono considerati dettagliatamente vari casi particolari, sia per i gas e vapori che per i liquidi.

L'esposizione è semplice e chiara, l'uso di formule matematiche limitato al necessario, il libro contiene un buon numero di dati e di informazioni, benchè non si possa considerare del tutto esauriente ed aggiornato. Completa il volume un indice bibliografico di circa trecento voci, riguardante pubblicazioni posteriori al 1939.

F. A. LEVI

ALFRED JANTE - *Leitfaden der technischen Thermodynamik*. IV + 146 Seiten, 153 Bilder, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1950.

Questo libro, destinato agli studenti d'Ingegneria e delle scuole professionali, tratta volutamente la materia senza ausilio del calcolo e con tono semplice ed elementare.

Dopo un breve richiamo di termometria e calorimetria, segue un capitolo (pag. 14-84) dedicato alla « termodinamica delle trasformazioni reversibili dei gas ideali » che, per numero di pagine, abbondanza di esempi e di esercizi e minuziosa discussione dei vari casi particolari, costituisce il nocciolo dell'intero volume. Nell'ambito delle limitazioni indicate dal titolo del capitolo (ed è da notare che il termine « gas ideale » viene usato nel senso più restrittivo, cioè con  $c_v$  indipendente da  $T$ , mentre ai gas « semi-ideali », con  $c_v$  funzione lineare di  $T$ , ma con la stessa equazione di stato, è dedicato solo un paragrafo successivo) vengono trattati esaurientemente il 1° e il 2° principio, le varie trasformazioni, i vari cicli e il loro raffronto, i vari diagrammi rappresentativi e il problema dell'efflusso. A nostro avviso, però, la trasformazione dei principi e l'introduzione dei concetti fondamentali con riferimento esclusivo ai gas perfetti non sono didatticamente le



più idonee a conseguire chiarezza di idee e ad illustrare il motto messo in prima pagina, tra due diagrammi ed un disegno di motore, « Der Weg zur wirtschaftlichen Kraftmaschine führt über die Thermodynamik ». Così, ad esempio, un lettore inesperto potrebbe ritenere come proprietà generale che l'energia interna sia funzione solo di  $T$ , dato che tale proprietà viene sempre tacitamente ammessa, senza essere esplicitamente indicata come caratteristica dei gas perfetti, o, viceversa, ritenere l'espressione del rendimento del ciclo di Carnot, ricavata per un gas ideale, valida solo per questo, tanto più che nessun cenno è fatto al concetto di temperatura termodinamica. Inoltre il commento alla formula  $s_2 - s_1 = \sum q/T$ , a pag. 50, potrebbe indurre uno studente superficiale a pensare al rapporto  $q/T$  come ad una funzione di stato, anzichè come ad una espressione che consente di definire e calcolare, mediante una *trasformazione reversibile*, la variazione di entropia.

Seguono due brevi, troppo brevi, capitoli sulle « trasformazioni irreversibili » (pag. 85-95, includenti lo studio delle

perdite per attrito, delle perdite termiche, della trasmissione del calore, dei fenomeni di *strozzamento*, ecc.) e sui « gas reali e vapori » (pag. 96-110), con particolare riguardo al vapor d'acqua. A nostro parere uno svolgimento più ampio di tali argomenti sarebbe desiderabile, anche mantenendo il tono elementare dell'esposizione, non solo per l'importanza che essi hanno in sè e per le applicazioni, ma anche per attenuare la sopra lamentata posizione di preminenza dei gas ideali. Tali vantaggi giustificerebbero anche l'inevitabile accrescimento di mole del volume.

Un breve capitolo sulla combustione, un'accurata e particolareggiata soluzione degli esercizi ed un buon indice per materie e per nomi chiudono il volume, che, con le riserve sopra formulate, è notevole per la semplicità e la chiarezza dell'esposizione, i numerosi esempi ed esercizi ed i numerosissimi diagrammi ne accrescono il pregio.

Pochi, e non gravi, gli errori di stampa rilevati, buona la veste tipografica.

MANLIO MANDÒ

# ERRATA-CORRIGE

P. BUDINI: Struttura delle tracce generate da particelle ionizzanti di alta energia, 7, 845, (1950).

## ERRATUM

## CORRIGE

pag. 845	quart'ultima riga	$(r \leq 0,9 \mu \text{ (}^8\text{)})$	$(r \leq 0,09 \mu \text{ (}^8\text{)})$
----------	-------------------	--	---

F. G. FUMI: On the Form of Molecular Orbitals in Conjugated Rings and Chains, 8, 1, (1951).

## ERRATA

## CORRIGE

pag. 4	riga 7	not their symmetry	their symmetry does not
» 14	» 7	hence <sup>(19)</sup>	hence <sup>(20)</sup>
» »	» 11	For the ground	Also for the ground
» 15	» 8	state $\Pi_g$	state ${}^2\Pi_g$
» 18	» 2	membered ring	membered chain
» 20	» 9	correlate then four	correlate these four

PROPRIETÀ LETTERARIA RISERVATA